



UNIVERSITÉ LIBRE DE BRUXELLES  
FACULTÉ DES SCIENCES

---

**Contribution à l'étude de la production de paires  
électron-positron à haute masse invariante au LHC**

*Mesure de l'efficacité de sélection des électrons avec le détecteur CMS*

---

**Mémoire de fin d'études**

**Laurent THOMAS**

*Directeur de mémoire*  
Dr. Gilles DE LENTDECKER

Année académique 2009-2010



# Remerciements

Je souhaite en premier lieu remercier le Docteur Gilles De Lentdecker pour avoir accepté d'encadrer ce mémoire et pour les nombreuses heures qu'il m'a consacrées pour répondre à mes innombrables questions et m'initier au code CM-SSW. Je remercie également le Professeur Pierre Marage pour les nombreux commentaires avisés qu'il a formulés durant la poursuite de ce travail et en particulier lors de sa rédaction.

Plus globalement, j'adresse un grand merci à l'ensemble des membres du groupe HEEP de l'IIHE dont l'accueil et la disponibilité furent vraiment appréciés. Je suis fortement redevable à mes collègues de bureau, Thierry Caebergs, Otman Charaf et Vincent Dero qui m'ont de nombreuses fois dépanné pour des soucis de programmation. Ce fut en outre un réel plaisir de partager leur bureau, toujours empli de bonne humeur. Merci également à David Alaluf dont la compagnie durant ces nombreuses nuits passées au laboratoire fut un réel soutien !

Je remercie également ma famille dont la présence dans les moments difficiles m'a beaucoup apporté.

Enfin, un tout grand merci à tous mes camarades physiciens et amis, trop nombreux que pour être cités (et je m'en voudrais d'en oublier !), qui partagèrent mon quotidien durant toutes ces années. Ces années d'université furent l'occasion de nombreuses rencontres et resteront gravées dans ma mémoire.



# Table des matières

<b>1</b>	<b>Introduction</b>	<b>6</b>
<b>2</b>	<b>La recherche d'une résonance neutre à haute masse au LHC</b>	<b>8</b>
2.1	Le Modèle Standard de la Physique des Particules et ses questions ouvertes . . . . .	8
2.2	Les modèles de grande unification et à dimensions spatiales sup- plémentaires . . . . .	10
2.3	La détection d'un boson neutre de haute masse au LHC . . . . .	11
2.3.1	Production, canaux de désintégration et identification d'une nouvelle particule . . . . .	11
2.3.2	Caractéristiques du processus $pp \rightarrow e^+e^-$ à grande masse invariante des électrons produits . . . . .	14
2.4	Le processus de Drell-Yan . . . . .	17
2.5	Les autres bruits de fond . . . . .	21
<b>3</b>	<b>Le LHC et l'expérience CMS</b>	<b>26</b>
3.1	Le Large Hadron Collider . . . . .	26
3.2	CMS . . . . .	31
3.2.1	Le trajectographe . . . . .	33
3.2.2	Le calorimètre électromagnétique . . . . .	34
3.2.3	Le calorimètre hadronique . . . . .	37
3.2.4	Les chambres à muons . . . . .	38
<b>4</b>	<b>Reconstruction et identification des électrons, sélection des événements</b>	<b>40</b>
4.1	Le premier candidat $Z \rightarrow e^+e^-$ observé à CMS . . . . .	40
4.2	Identification et reconstruction des électrons dans CMS . . . . .	41
4.3	Les coupures HEEP . . . . .	46
4.4	Sélection des événements . . . . .	49
<b>5</b>	<b>Estimation de l'efficacité de sélection des électrons à partir des données</b>	<b>50</b>
5.1	Méthode "Tag and Probe" . . . . .	50
5.1.1	Principe de la méthode . . . . .	50
5.1.2	Efficacités étudiées et implémentation . . . . .	52

5.1.3	Simulations utilisées . . . . .	54
5.2	Application de la méthode aux événements Drell-Yan . . . . .	55
5.2.1	Résultats nominaux . . . . .	55
5.2.2	Effet des jets de recul sur les efficacités calculées . . . . .	57
5.2.3	Choix du signe du Probe . . . . .	62
5.2.4	Cas des événements avec plusieurs Probes . . . . .	63
5.3	Bruits de fond non Drell-Yan . . . . .	64
5.3.1	Contamination des échantillons . . . . .	64
5.3.2	Coupures contre les bruits de fond . . . . .	66
5.3.3	Biais dus aux bruits de fond restants et aux coupures . . . . .	71
5.4	Résumé . . . . .	73
<b>6</b>	<b>Mesure de la section efficace du pic de Z</b>	<b>76</b>
6.1	Sélection des événements . . . . .	77
6.2	Acceptance et efficacités . . . . .	77
6.3	Mesure de la section efficace . . . . .	78
<b>7</b>	<b>Conclusions et perspectives</b>	<b>80</b>

# Chapitre 1

## Introduction

Le 30 mars 2010, les premières collisions de protons à 3,5 TeV par faisceau étaient enregistrées au LHC, ouvrant ainsi une nouvelle zone d'exploration en physique des particules. En effet, la théorie actuelle décrivant les particules élémentaires et leurs interactions, le Modèle Standard, laisse de nombreuses questions ouvertes et il est espéré que le LHC permettra de répondre à certaines d'entre elles. Dans ce travail, nous nous sommes intéressés à la détection d'un boson neutre de haute masse, prédit par les modèles de Grande Unification et les modèles à dimensions spatiales supplémentaires.

Nous avons étudié la désintégration de tels bosons en paires  $e^+e^-$  de grande masse invariante avec le détecteur CMS, une des quatre expériences du LHC. L'existence de l'un de ces bosons se manifesterait par l'observation d'un pic dans le spectre de masse invariante des paires d'électrons issus du processus de Drell-Yan ( $q\bar{q} \rightarrow \gamma/Z \rightarrow e^+e^-$ ). Le processus de Drell-Yan joue donc un rôle particulier dans la recherche d'un boson lourd neutre et sera utilisé comme processus de contrôle pour vérifier le bon comportement de l'analyse et des programmes de simulations. Ce processus est bien connu à basse énergie et mesurer la section efficace au pic du Z, où la statistique collectée au LHC sera rapidement importante, est la première étape avant une analyse à plus haute masse.

Un des éléments nécessaires à la mesure d'une section efficace est l'efficacité de sélection des électrons. Dans ce travail, nous avons mis au point une méthodologie pour estimer ces efficacités, directement à partir des données, ce qui permet de s'affranchir des biais dus à l'utilisation de simulations par Monte Carlo. Nous avons tout d'abord développé cette méthode, appelée "Tag and Probe", en utilisant des événements simulés du processus de Drell-Yan. La méthode a ensuite été utilisée sur un échantillon simulé contenant le processus de Drell-Yan et divers bruits de fond. Nous avons alors étudié en détails les différentes sources de biais affectant la mesure de l'efficacité et tenté de les minimiser.

Finalement, nous avons appliqué cette méthode pour extraire une mesure de section efficace au pic du boson  $Z$  sur une pseudo-expérience correspondant à une luminosité faible,  $1 \text{ pb}^{-1}$ , qui sera prochainement atteinte au LHC.

Certains aspects du Modèle Standard relatifs au processus de Drell-Yan et quelques extensions de celui-ci prédisant l'existence de bosons  $Z'$  ou de gravitons sont introduits au chapitre 2. La cinématique des électrons provenant du processus de Drell-Yan y est également discutée. Le chapitre 3 est consacré à la description du LHC et du détecteur CMS. Le chapitre 4 est consacré à la reconstruction des électrons et à la sélection des événements provenant du processus de Drell-Yan. Le premier candidat événement  $Z \rightarrow e^+e^-$  observé à CMS introduit ce chapitre et donne les caractéristiques typiques de tels événements. Au chapitre 5, nous développons la méthode "Tag and Probe" pour calculer l'efficacité de reconstruction d'un électron. Dans l'optique d'être appliquée aux premières données, la méthode est développée au pic du boson  $Z$ . Enfin, au chapitre 6, la méthode "Tag and Probe" est utilisée pour mesurer la section efficace d'une pseudo-expérience correspondant à une luminosité intégrée de  $1 \text{ pb}^{-1}$ .

# Chapitre 2

## La recherche d'une résonance neutre à haute masse au LHC

Le travail effectué dans ce mémoire s'inscrit dans le cadre de la recherche de bosons vecteurs neutres de haute masse. Dans ce chapitre, nous présentons, après un bref rappel du Modèle Standard, quelques motivations sur l'existence de telles particules et leur mise en évidence au LHC.

### 2.1 Le Modèle Standard de la Physique des Particules et ses questions ouvertes

La description actuelle de la structure ultime de la matière et des interactions la régissant nécessite quatre forces et un nombre relativement restreint de particules et antiparticules élémentaires (voir figure 2.1). De par leur nature quantique et relativiste, ces constituants sont décrits par une théorie quantique de champs.

Le Modèle Standard (MS) [1] permet d'inclure, au sein d'une même théorie, trois de ces interactions fondamentales : les interactions électromagnétique et faible, décrites par le Modèle de Glashow-Salam-Weinberg [2] et l'interaction forte décrite par la chromodynamique quantique. Il ne rend cependant pas compte de la quatrième interaction, la gravitation, dont la description quantique est toujours un sujet de recherche. Dans le MS, les particules constituant la matière sont des champs fermioniques. Les interactions sont obtenues en demandant au lagrangien fermionique libre d'être invariant sous diverses transformations de jauge correspondant au groupe  $U(1)_Y \times SU(2)_L \times SU(3)_C$ . Cette invariance nécessite l'introduction de champs bosoniques (photons,  $Z^0$  et  $W^\pm$ , gluons), respectivement porteurs des interactions électromagnétique, faible et forte, couplant aux fermions.

	2.4 MeV $\frac{2}{3}$ $\frac{1}{2}$ <b>u</b> up	1.27 GeV $\frac{2}{3}$ $\frac{1}{2}$ <b>c</b> charm	171.2 GeV $\frac{2}{3}$ $\frac{1}{2}$ <b>t</b> top	0 0 1 <b><math>\gamma</math></b> photon
<b>Quarks</b>	4.8 MeV $-\frac{1}{3}$ $\frac{1}{2}$ <b>d</b> down	104 MeV $-\frac{1}{3}$ $\frac{1}{2}$ <b>s</b> strange	4.2 GeV $-\frac{1}{3}$ $\frac{1}{2}$ <b>b</b> bottom	0 0 1 <b>g</b> gluon
	<2.2 eV 0 $\frac{1}{2}$ <b><math>\nu_e</math></b> electron neutrino	<0.17 MeV 0 $\frac{1}{2}$ <b><math>\nu_\mu</math></b> muon neutrino	<15.5 MeV 0 $\frac{1}{2}$ <b><math>\nu_\tau</math></b> tau neutrino	91.2 GeV <sup>0</sup> 0 1 <b>Z</b> weak force
<b>Leptons</b>	0.511 MeV $-1$ $\frac{1}{2}$ <b>e</b> electron	105.7 MeV $-1$ $\frac{1}{2}$ <b><math>\mu</math></b> muon	1.777 GeV $-1$ $\frac{1}{2}$ <b><math>\tau</math></b> tau	80.4 GeV $\pm 1$ 1 <b>W<sup><math>\pm</math></sup></b> weak force
				<b>Bosons (Forces)</b>

FIGURE 2.1 – Le contenu en particules du MS.

L'invariance de jauge du MS interdit l'existence d'un terme de masse dans le lagrangien. Afin de contourner ce problème, Brout et Englert [3] et Higgs [4] ont proposé un mécanisme de brisure de symétrie via l'addition au lagrangien du MS d'un champ scalaire, le "boson de Higgs", qui couplerait à tous les fermions. Ce champ scalaire aurait une valeur moyenne dans le vide non nulle engendrant l'existence d'un terme de masse pour les fermions et certains bosons de jauge. Le boson de Higgs est la seule particule du MS n'ayant pas encore été détectée et sa découverte est l'un des objectifs majeurs du Large Hadron Collider.

Bien que les prédictions du Modèle Standard soient confirmées avec grande précision par l'expérience, de nombreux éléments semblent indiquer qu'il s'agit d'une théorie effective de basse énergie. D'un point de vue expérimental, la seule mise en défaut du Modèle Standard concerne les neutrinos. Plusieurs expériences ont en effet mis en évidence l'oscillation de saveur des neutrinos, phénomène étranger au Modèle Standard où les masses de ceux-ci sont nulles. Il ne s'agit cependant pas d'un grand grief dans la mesure où des extensions du MS permettent de les incorporer sans modification profonde. L'asymétrie matière-antimatière qui existe aujourd'hui ne peut non plus être décrite dans le cadre du Modèle Standard. Le Modèle Standard ne décrit pas non plus la matière noire, suggérée par de nombreuses observations astronomiques et cosmologiques.

Mais ce sont davantage des considérations théoriques qui amènent à penser qu'une théorie plus fondamentale se cache derrière. En voici quelques unes :

- Le nombre de paramètres arbitraires du Modèle Standard est important (masse des particules, charges, angles et phase de la matrice CKM, couplages).
- L'absence d'anomalies quantiques semble être une heureuse coïncidence : les charges des quarks et leptons, le nombre de couleurs et le nombre égal de génération de quarks et de leptons permettent l'annulation des anomalies chirales.
- Le spectre de masse est gigantesque : Le rapport de la masse du quark top sur celui du plus léger des neutrinos est supérieur à  $10^{11}$ .
- Le rôle différent que jouent les fermions et les bosons : les fermions sont ajoutés "à la main" dans le MS alors que les bosons sont une conséquence de l'invariance de jauge.
- L'échelle d'unification électrofaible se situe à une énergie de l'ordre du TeV, l'unification avec l'interaction forte (ou la gravitation) se ferait à une énergie plus élevée de 12 (16) ordres de grandeurs.
- L'interaction gravitationnelle n'est pas intégrée au Modèle Standard. Sa quantification pose en effet des problèmes de renormalisation.

## 2.2 Les modèles de grande unification et à dimensions spatiales supplémentaires

Les théories de Grande Unification postulent l'existence, à haute énergie, d'une constante de couplage unique pour les trois interactions du Modèle Standard. L'idée est d'inclure les trois symétries de jauge du Modèle Standard dans un même groupe, la symétrie sous ce groupe étant brisée à basse énergie. Le choix le plus immédiat est  $SU(5)$  [5]. Les particules lévogyres se transforment alors selon les représentations  $\bar{5}$  et  $10$  et l'invariance de jauge implique l'existence de 24 bosons de jauge. Le modèle est alors automatiquement dépourvu d'anomalies. Deux conséquences importantes d'un tel modèle sont la prédiction de la valeur de l'angle de Weinberg (défini par  $\tan\theta_W = g_{U(1)}/g_{SU(2)}$ ) et une estimation du temps de vie du proton (désintégration en pion neutre et positron via un nouveau boson de jauge). Cependant, ces deux prédictions sont mises en défaut par l'expérience. L'étude de nombreux groupes englobant  $SU(5)$  a été menée depuis. Le groupe  $E_6$  est, par exemple, un candidat populaire [6]. Afin de retrouver le Modèle Standard, ce groupe doit être brisé à basse énergie. La chaîne de brisure est alors  $E_6 \rightarrow SO(10) \times U(1)_\psi \rightarrow SU(5) \times U(1)_\chi \times U(1)_\psi \rightarrow SM \times U(1)_{\theta_{E_6}}$ . Le boson  $Z'$  le plus général de  $E_6$  est donc une combinaison du type  $Z' = Z_\psi \cos\theta + Z_\chi \sin\theta$ .

Afin de ne pas créer un nouveau problème de hiérarchie, la masse de tels bosons devrait être de l'ordre du TeV.

Les modèles à dimensions spatiales supplémentaires sont également un sujet de recherche intense. Ils permettraient d'expliquer pourquoi l'interaction gravitationnelle est si petite par rapport aux autres interactions (facteur  $10^{-32}$  par rapport à l'interaction faible) et d'expliquer le problème de la hiérarchie. La gravitation se diluerait en effet dans ces nouvelles dimensions alors que les trois interactions du Modèle Standard seraient confinées aux quatre dimensions habituelles de l'espace-temps. Puisque ces dimensions n'ont jamais été observées, elles doivent être compactifiées. Le modèle de Randall et Sundrum (RS) [7] est un exemple de modèle avec une dimension spatiale supplémentaire dont la longueur est de l'ordre du  $\text{TeV}^{-1}$ . Il prédit l'existence d'une série d'états excités de haute masse pour le graviton, appelés tours de Kaluza-Klein. D'autres modèles, dans lesquels les bosons du Modèle Standard se propagent eux aussi dans la ou les dimensions supplémentaires, prédisent l'existence d'un phénomène similaire pour ceux-ci. Le premier état excité posséderait une masse de l'ordre de l'inverse du rayon de compactification. Les masses des états suivants sont approximativement des multiples de celle-ci.

Le Tevatron a établi une limite inférieure à la masse de bosons  $Z'$  ou de gravitons. Pour le  $Z'$  elle varie selon les modèles entre 700 et 1000 GeV [8]. Pour un graviton de type Randall-Sundrum, sa masse est exclue en dessous de 900 (700) GeV pour un couplage avec la matière  $c = 0,1$  (0,05) [9][10]. Le LHC permettra de repousser ces limites à plusieurs TeV.

## 2.3 La détection d'un boson neutre de haute masse au LHC

### 2.3.1 Production, canaux de désintégration et identification d'une nouvelle particule

Au LHC, la production de telles particules sera due à la fusion de deux quarks<sup>2</sup> pour le  $Z'$  et de deux quarks ou de deux gluons pour le graviton de Randall-Sundrum. Leur recherche s'effectuera en considérant les produits de désintégration : deux quarks, engendrant des jets, ou deux leptons pour le  $Z'$  et en outre deux photons pour le graviton.

---

1. Dans ce mémoire, nous avons pris  $c = \hbar = 1$ . Les masses et les impulsions se mesurent donc électron-volt (eV) et les distances en  $\text{eV}^{-1}$

2. Nous utiliserons fréquemment le nom générique "électron", "muon", "quark", ... pour désigner tant les particules que les antiparticules.

Chacun des canaux de désintégration sera étudié au LHC, à l'exception du canal  $Z'/G \rightarrow \nu\bar{\nu}$  inaccessible expérimentalement. Les neutrinos ne sont sensibles qu'à l'interaction faible et il est très rare qu'ils interagissent dans le détecteur. Les autres canaux présentent des propriétés spécifiques.

Le canal en deux quarks est dominant grâce au nombre de quarks et de couleurs mais interfère avec de nombreux processus. Les processus  $q\bar{q} \rightarrow q\bar{q}$  ou  $gg \rightarrow q\bar{q}$  avec échange d'un gluon, d'un Z ou d'un photon dans le premier cas et échange d'un gluon dans le second, produisent le même état final impossible à distinguer. La résolution sur la masse invariante est en outre inférieure à celle obtenue par d'autres canaux. Les quarks engendrent des jets dont l'énergie est mesurée avec une plus grande erreur que celle des électrons, par exemple.

Les leptons taus se désintègrent avant d'avoir quitté le tube à vide et créent un lepton plus léger (muon ou électron), le neutrino associé et un neutrino tau. La présence de neutrinos implique que la masse invariante des deux taus ne peut être reconstruite par événement, seuls les muons et électrons pouvant être détectés. Il est en revanche possible d'étudier la forme de la distribution de masse invariante de ceux-ci et d'en conclure si elle est compatible avec les prédictions du Modèle Standard.

Les paires de muons présentent une topologie bien identifiable. Les muons sont les seules particules, avec les neutrinos, à traverser l'ensemble des couches du détecteur. A l'opposé des neutrinos, les muons sont chargés et laisseront donc une trace de leur passage (par ionisation du milieu) dans le trajectographe et dans les chambres à muons qui forment la dernière couche du détecteur. Cependant, la résolution sur leur impulsion transverse se dégrade quelque peu aux grandes impulsions transverses. Ce sont justement des impulsions transverses importantes, de l'ordre de la moitié de la masse invariante de la paire, qui caractériseront la création d'un boson massif.

Les électrons sont également facilement identifiables et la précision sur leur impulsion transverse augmente avec celle-ci. L'une des difficultés liées aux électrons est la possible émission d'un photon. Ceci peut engendrer deux problèmes : une sous-estimation de l'énergie de l'électron, si l'on omet de prendre en compte l'énergie du photon, et une mauvaise identification de la charge de l'électron. Ce dernier cas se présente lorsque le photon interagit avec les couches internes du trajectographe et se convertit en une paire  $e^+e^-$  et que le lepton du mauvais signe emporte l'essentiel de l'impulsion. Il arrive alors que celui-ci soit erronément reconstruit comme l'électron de départ.

Le présent travail est effectué au sein du groupe HEEP (High Energy Electron-positron Pairs) de la collaboration CMS et nous nous intéresserons dans la suite de ce mémoire au canal  $e^+e^-$ . L'existence d'un  $Z'$  ou d'un graviton se manifestera dans la section efficace de production de paires d'électrons par un pic centré sur la masse de ce nouveau boson ainsi que par une interférence avec les processus du Modèle Standard. La figure 2.2 montre le spectre en masse invariante pour des bosons de type Kaluza Klein pour différents rayons de compactification.

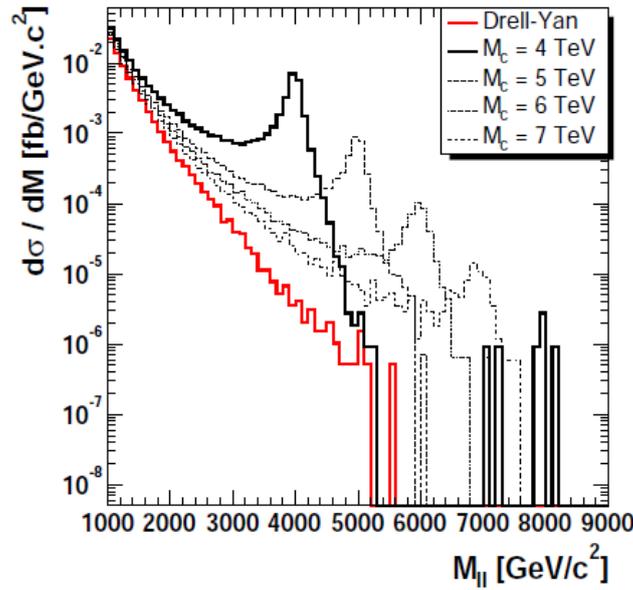


FIGURE 2.2 – Section efficace différentielle d'états excités de  $Z'$  se désintégrant en deux électrons dans le cadre d'un modèle avec une dimension spatiale supplémentaire. La section efficace du Modèle Standard est indiquée en rouge.

En cas d'observation d'une résonance à haute masse, l'identification de la particule découverte se fera notamment en étudiant les autres canaux de désintégration (le canal en deux photons est absent pour un boson  $Z'$  par exemple) et en étudiant la distribution angulaire des électrons émis. Celle-ci est différente pour une particule de spin 1 ou 2 et au sein des particules de spin 1, différents modèles prédisent des couplages axio-vectoriels et vectoriels différents. La nature du couplage (vectoriel ou tensoriel) ainsi que la fraction de la composante axiale dans celui-ci influent sur la dépendance angulaire de la section efficace par angle solide. La figure 2.3 [11] illustre ce fait en montrant les distributions angulaires théoriques pour un graviton et deux modèles de  $Z'$  différents. Pour le cas d'un graviton (couplage tensoriel), la section efficace par angle solide affiche un profil en  $W$ . Pour un boson  $Z'$  (couplage vectoriel), la section efficace croît avec  $\cos \theta^*$ .

Les figures de droite et centrale semblent présenter une distribution symétrique par rapport à  $90^\circ$  alors que la distribution de gauche est clairement asymétrique. Cette caractéristique se quantifie par l'asymétrie avant-arrière définie comme

$$A_{FB} = \frac{\sigma_F - \sigma_B}{\sigma_F + \sigma_B}$$

où  $\sigma_F$  est la section efficace "avant" (intégration de  $d\sigma/d\theta$  de  $0$  à  $90^\circ$ ) et  $\sigma_B$  la section efficace "arrière" (intégration de  $d\sigma/d\theta$  de  $90^\circ$  à  $180^\circ$ ).

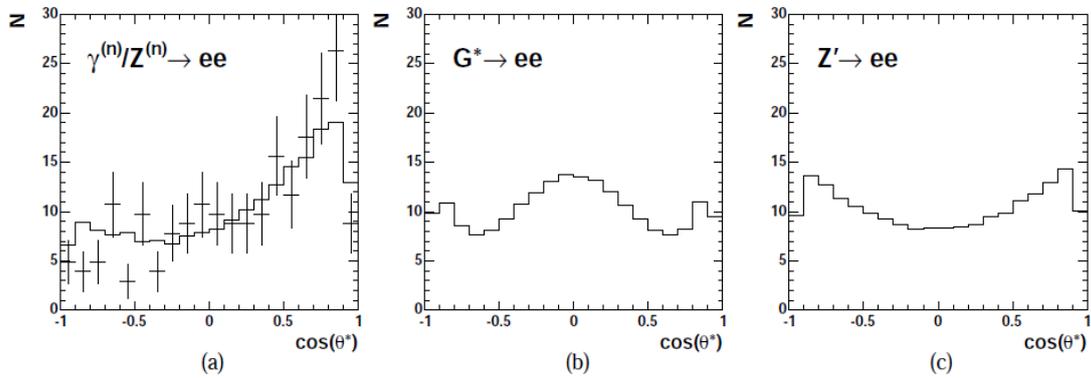


FIGURE 2.3 – Distribution angulaire des électrons pour différents processus  $q\bar{q} \rightarrow e^+e^-$  : excitation de Kaluza Klein (a), graviton (b), boson  $Z'$  pour d'une théorie de grande unification (c). L'angle  $\theta^*$  est l'angle entre le lepton négatif et le quark.

Il est important de préciser que les théories mentionnées ci-dessus ne constituent que des exemples et ne sont pas étudiées de manière exclusive. La démarche adoptée consiste à étudier les topologies à haute masse. Toute déviation significative observée dans les données par rapport aux prédictions du Modèle Standard consiste alors en un signal qu'il s'agit ensuite de caractériser.

### 2.3.2 Caractéristiques du processus $pp \rightarrow e^+e^-$ à grande masse invariante des électrons produits

Les processus élémentaires de production de bosons  $Z'$  ou de gravitons impliquent des quarks ou des gluons dans l'état initial. La topologie des électrons produits par la désintégration d'un boson neutre de haute masse dépend donc du contenu en quarks et en gluons du proton et de leur impulsion. La description usuelle du proton à basse énergie (deux quarks u et un quark d) doit être modifiée pour des processus où le transfert d'impulsion atteint ou dépasse la centaine

de MeV. Les collisions inélastiques de deux protons peuvent être décrites en utilisant le modèle des partons dans lequel le proton est vu comme un ensemble de quarks et gluons libres emportant chacun une fraction de l'impulsion totale du proton. Les sections efficaces des processus fondamentaux entre gluons et quarks doivent donc être convoluées aux distributions de ceux-ci dans un proton. Les distributions utilisées, notées  $f_{g,q,\bar{q}}(x, Q^2)$  et nommées fonctions de densité des partons, sont définies comme la densité de probabilité de trouver respectivement un gluon, un quark ou antiquark possédant une fraction  $x$  de l'impulsion longitudinale totale du proton. Elles vérifient donc  $\sum_{g,q,\bar{q}} \int_0^1 f_{g,q,\bar{q}}(x, Q^2) x dx = 1$ .

Les fonctions de densité des partons ne peuvent être déduites de principes fondamentaux mais ont été mesurées dans plusieurs expériences (DESY, expériences sur cibles fixes,...). Elles dépendent du carré de la masse invariante,  $Q^2$ , à laquelle se déroule l'interaction. La figure 2.4 [12] montre le cas d'un  $Q^2$  de 1000000  $\text{GeV}^2$  correspondant à une masse invariante des partons de 1 TeV.

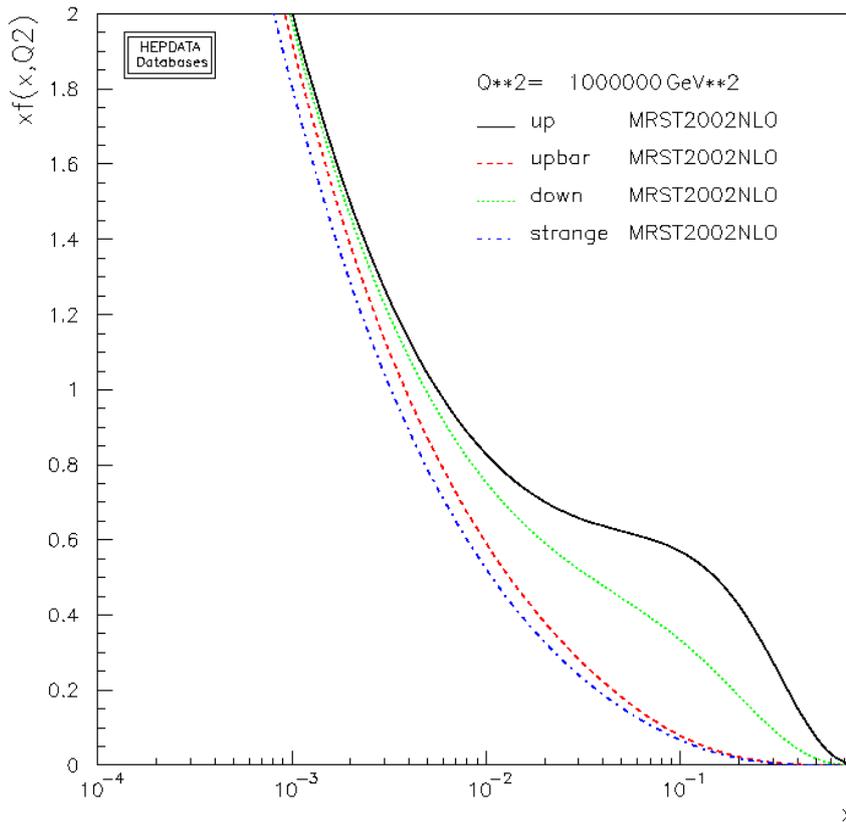


FIGURE 2.4 – Fonction de distribution des partons pour différents quarks. La bosse dans les distributions des quarks u et d correspond aux quarks de valence.

La sous structure du proton implique que, lors de la production d'un boson  $Z'$  par exemple, le quark et l'antiquark ne possèdent en général pas la même impulsion dans le référentiel du laboratoire et le boson produit est boosté dans la direction de l'axe du faisceau. Ceci se répercute aux électrons produits qui seront également boostés longitudinalement. L'impulsion longitudinale des électrons dans le référentiel du laboratoire n'est donc pas une variable relevante pour caractériser les électrons provenant d'un  $Z'$ . En revanche, les quarks initiaux ne possèdent que peu d'impulsion dans le plan transverse au faisceau et les électrons seront donc émis dos à dos dans ce plan avec, en moyenne, une grande impulsion transverse, de l'ordre de la moitié de la masse de la particule produite. Il faut préciser qu'il s'agit là de la topologie dominante. Il peut arriver qu'un quark émette un gluon de grande impulsion transverse avant d'interagir. Dans ce cas, le  $Z'$  est boosté transversalement et ses produits de désintégration également. La différence d'angle entre les électrons n'est alors plus de  $180^\circ$ . Cette situation est rare mais pas totalement négligeable. Nous reviendrons sur ce cas ultérieurement.

Il existe une relation simple entre les fractions d'impulsion  $x_1, x_2$  du quark, de l'antiquark et l'énergie dans le centre de masse des deux protons,  $\sqrt{s}$  et l'impulsion longitudinale du boson  $Z'$  produit. En supposant une collision selon l'axe  $z$ , les quadrivecteurs énergie-impulsion des deux protons sont  $p_1^\mu = (E, 0, 0, p_z)$  et  $p_2^\mu = (E, 0, 0, -p_z)$ . On a alors, en négligeant la masse des protons, petite devant leur énergie, et en supposant des quarks sans impulsion transverse :

$$Q^2 = p_1^\mu p_{2\mu} = ((x_1 + x_2)E)^2 - ((x_1 - x_2)p_z)^2 \approx x_1 \cdot x_2 s$$

L'impulsion longitudinale du boson produit vaut  $(x_1 - x_2) \cdot E$ .

L'écart typique entre  $x_1$  et  $x_2$  dépend des fonctions de distribution de partons. Pour des  $x_1$  et  $x_2$  petits de sorte que la contribution des quarks de la mer domine, les deux valeurs sont du même ordre de grandeur. Dans le cas où la valence joue, la situation est différente : le quark est en moyenne plus boosté que l'antiquark et l'impulsion longitudinale du  $Z$  est de l'ordre de celle du quark.

Si l'on considère la création d'un boson  $Z'$  à 1 TeV, le produit  $x_1 \cdot x_2$  vaut  $10^{-2}$ , pour des protons de 5 TeV. La fonction de densité des partons (figure 2.4) nous indique que le quark est alors presque toujours un quark de valence. Son impulsion longitudinale sera typiquement de plusieurs centaines de GeV. L'impulsion longitudinale d'un quark est donc en moyenne plus grande que celle d'un antiquark ce qui permet une application intéressante pour l'étude des asymétries. Si les électrons sont davantage émis dans la direction du quark, ils seront émis à plus petit angle que les positrons et l'on observera des distributions angulaires différentes pour les électrons et les positrons.

## 2.4 Le processus de Drell-Yan

Le processus de Drell-Yan est l'annihilation d'une paire quark-antiquark en une paire lepton-antilepton [13]. Dans le cadre du Modèle Standard, le boson intermédiaire échangé est un photon ou un Z. Les diagrammes de Feynman au premier ordre sont dessinés sur la figure 2.5.

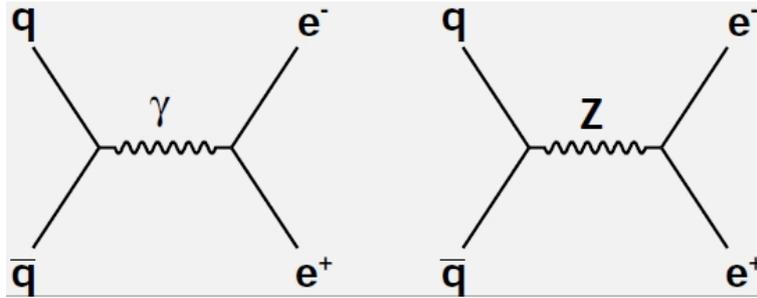


FIGURE 2.5 – Diagrammes au premier ordre contribuant au processus  $q\bar{q} \rightarrow e^+e^-$

Nous avons déjà mentionné que la recherche d'un boson neutre de haute masse au LHC sera menée notamment en étudiant sa désintégration en une paire de leptons chargés. Le processus de Drell-Yan est donc un bruit de fond au signal qu'il faudra éliminer. Pour le canal diélectron, nous verrons qu'il existe d'autres bruits de fonds et qu'ils se répartissent en deux catégories : les processus engendrant de vrais électrons dans l'état final et les processus dans lesquels un signal dans le détecteur est erronément identifié comme un électron. Ces bruits de fonds seront décrits ultérieurement.

Néanmoins, le processus de Drell-Yan joue un rôle particulier en ce sens que les événements de ce processus sont individuellement indissociables de ceux d'un processus  $Z'$ . Les processus ont en effet le même état final dans les deux cas, contrairement aux autres bruits de fond. Ceci présente une utilité.

Afin de se convaincre que le détecteur est bien compris et que les différentes simulations utilisées pour décrire les autres bruits de fond reflètent bien la réalité, le Drell-Yan servira de contrôle. L'analyse pour isoler les paires d'électrons doit permettre de retrouver la section efficace du Drell-Yan dans les régions où une nouvelle physique a été exclue. La première étape consiste en une analyse au pic du boson Z. Les électrons produits possèdent une impulsion transverse déjà conséquente, de l'ordre de la moitié de la masse du Z, et l'importante statistique permettra des conclusions dès les premiers mois de fonctionnement du LHC. Ensuite, il s'agira de retrouver la section efficace de la queue du processus de Drell-Yan. Le Tevatron a en effet exclu toute nouvelle physique dans le pro-

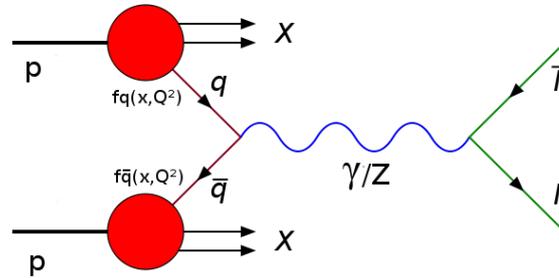


FIGURE 2.6 – Processus de Drell-Yan au LHC.

cessus Drell-Yan jusqu'à une énergie de 600 GeV. Enfin, l'analyse sera étendue à plus haute masse.

L'objectif de ce mémoire est de développer une méthode permettant de calculer les efficacités de sélection des événements afin de mesurer une section efficace au pic du boson Z. La connaissance de la cinématique des électrons à cette énergie est donc nécessaire.

Le calcul de la section efficace au premier ordre du Drell-Yan doit tenir compte des deux diagrammes de la figure 2.5 ainsi que de leur interférence. Pour deux quarks en collision frontale, la section efficace par unité d'angle solide est du type :

$$\frac{d\sigma(q\bar{q} \rightarrow \gamma/Z \rightarrow e^+e^-)}{d\Omega} = \frac{A(\chi(s))}{s} \left[ \frac{3}{8} (1 + \cos^2 \theta) + B(\chi(s)) \cos \theta \right]$$

où  $s$  est le carré de la masse invariante de la paire  $l\bar{l}$ ,  $\theta$  l'angle formé entre les directions du quark et du lepton. La fonction  $\chi(s) = (1/\cos^2 \theta_W \sin^2 \theta_W) \cdot (s)/(s - M_Z^2 + i\Gamma_Z M_Z)$  tient compte de la résonance au pic du Z.  $\Gamma_Z$ ,  $M_Z$ ,  $\theta_W$  sont respectivement la largeur de désintégration du Z, sa masse et l'angle électrofaible de Weinberg. La dépendance des fonctions  $A$  et  $B$  en  $\chi(s)$  tend vers une constante pour  $s$  loin de la masse du Z. Le terme  $B$  est responsable de l'asymétrie avant-arrière et provient de l'existence d'une composante axiale dans le couplage au Z. Un calcul détaillé ainsi que les valeurs de ces constantes sont disponibles dans la référence [14].

Au LHC, la section efficace de production de paires  $e^+e^-$  est donc donnée, pour les processus du Modèle Standard, en utilisant les distributions des quarks et

## Di-Electron Mass

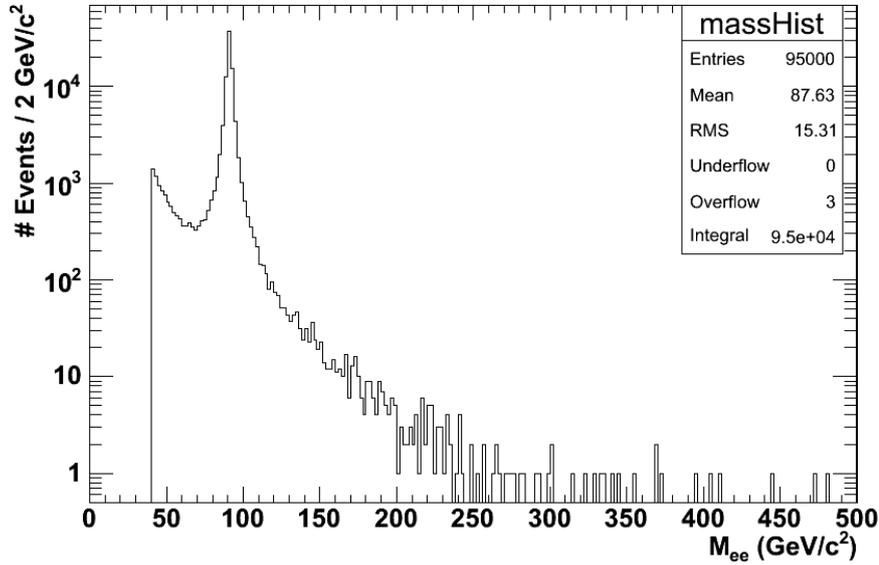


FIGURE 2.7 – Distribution de 95000 événements Drell Yan selon leur masse invariante (masse supérieure à 40 GeV).

antiquarks au sein du proton (cf figure 2.6) :

$$\frac{d\sigma}{dQ^2}(pp \rightarrow e^+e^- + Y) = \frac{1}{3} \cdot \sum_{q,\bar{q}} \int_0^1 dx_1 \int_0^1 dx_2 f_q(x_1, Q^2) f_{\bar{q}}(x_2, Q^2) \sigma(q\bar{q} \rightarrow e^+e^- (+g, \gamma)) \delta(1 - \frac{x_1 x_2 s}{Q^2})$$

où la somme est effectuée sur toutes les saveurs de quarks,  $s$  est le carré de l'énergie dans le centre de masse des deux protons et  $\sigma(q\bar{q} \rightarrow e^+e^- (+g, \gamma))$  désigne la section efficace Drell-Yan à tous les ordres ainsi que les diagrammes correspondant aux radiations de gluons ou photons dans l'état initial et de photons dans l'état final. Le facteur  $1/3$  représente la probabilité que l'antiquark possède l'anticouleur associée à la couleur du quark.

La figure 2.7 montre la distribution en masse invariante de 95000 événements Drell-Yan à une masse supérieure à 40 GeV. L'essentiel des événements est situé dans le pic du boson Z.

Nous avons précédemment affirmé que l'impulsion transverse des électrons était de l'ordre de la moitié de la masse du boson dont ils provenaient. On peut le vérifier pour le processus de Drell-Yan. Pour une section efficace par angle solide du type  $C \cdot (1 + \cos^2 \theta + a \cos \theta)$ , l'impulsion transverse moyenne d'un électron d'impulsion  $P$  ( $=M/2$ ) vaut :

### Electrons and Positrons Pt

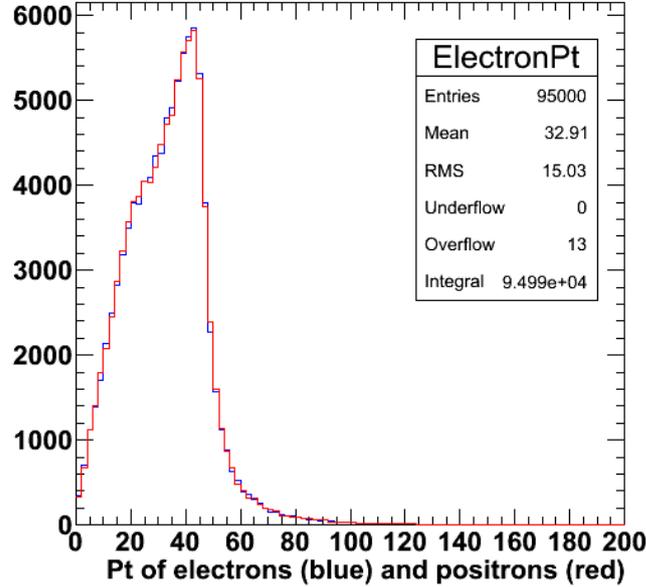


FIGURE 2.8 – Distribution de l’impulsion transverse des électrons (bleu) et des positrons (rouge) pour 95000 événements Drell-Yan générés à une masse supérieure à 40 GeV.

$$\begin{aligned}
 \langle P_t \rangle &= \langle P \sin \theta \rangle = \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^\pi d\theta \sin \theta f(\theta) P \sin \theta \\
 &= \frac{3}{16\pi} \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^\pi d\theta \sin \theta (1 + \cos^2 \theta + a \cos \theta) P \sin \theta = 15\pi/64P \approx 75\%P
 \end{aligned}$$

où la fonction  $f(\theta)$  est la fonction de densité de probabilité (obtenue en normalisant la section efficace à l’unité). Le résultat ne dépend pas du terme d’asymétrie. Il s’agit là de moyennes. Il est bien entendu possible que les deux électrons issus du Z soient émis dans la direction initiale des deux quarks. La distribution en  $P_t$  des électrons et positrons du processus de Drell-Yan est représentée sur la figure 2.8. L’impulsion transverse moyenne est effectivement de l’ordre de 75 % de la moitié de la masse invariante des électrons.

La figure 2.9 montre la distribution en pseudorapidité des électrons au pic du Z ( $\eta = 0$  correspond à un électron émis perpendiculairement à l’axe des faisceaux,  $\eta = \infty$  au cas d’une émission parallèle aux faisceaux). Les distributions sont semblables, indiquant que l’asymétrie au pic du Z est presque nulle (la contribution de la valence est moins importante au pic du boson Z que pour un boson  $Z'$  mais

n'est pas non plus totalement négligeable et une asymétrie importante serait donc détectable).

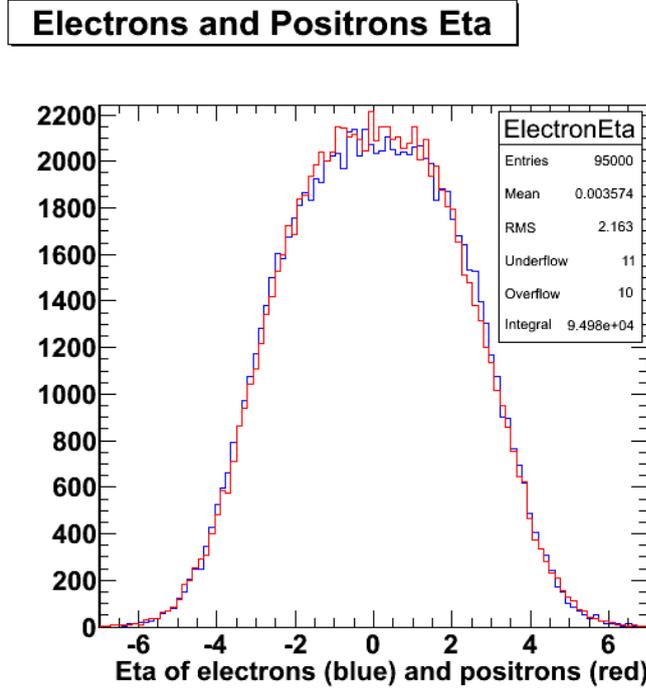


FIGURE 2.9 – Distribution de la pseudorapidity des électrons (bleu) et des positrons (rouge) pour 95000 événements Drell-Yan générés à une masse supérieure à 40 GeV.

Nous montrons enfin les distributions des impulsions longitudinale (figure 2.10) et transverse (figure 2.11) des bosons Z créés. L'impulsion longitudinale du boson Z est importante (plusieurs centaines de GeV) alors que l'impulsion transverse est faible (16 GeV en moyenne).

## 2.5 Les autres bruits de fond

La détection des paires d'électrons issues du processus de Drell-Yan ou d'un boson lourd souffre de plusieurs bruits de fonds. D'une part, il existe d'autres processus créant des électrons dans l'état final et d'autre part, il peut arriver qu'un signal dans le détecteur soit identifié erronément comme un électron.

La première catégorie comprend la production d'un boson W par un quark et un antiquark, celui-ci pouvant se désintégrer en électron et neutrino électronique.

**Z Pz**

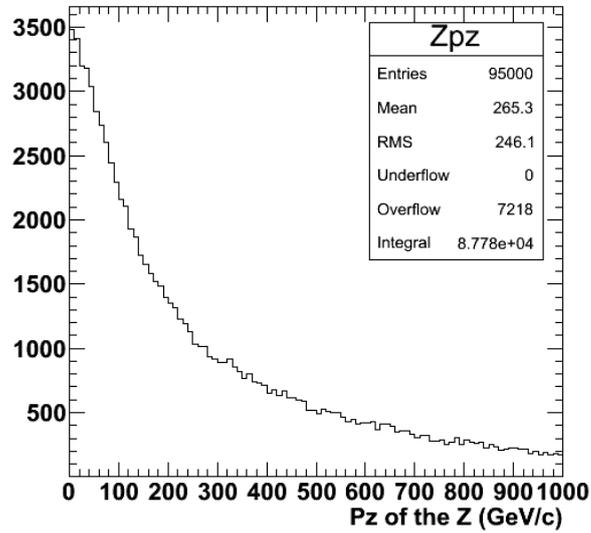


FIGURE 2.10 – Distribution de l'impulsion longitudinale du boson produit pour 95000 événements Drell-Yan générés à une masse supérieure à 40 GeV.

**Z Pt**

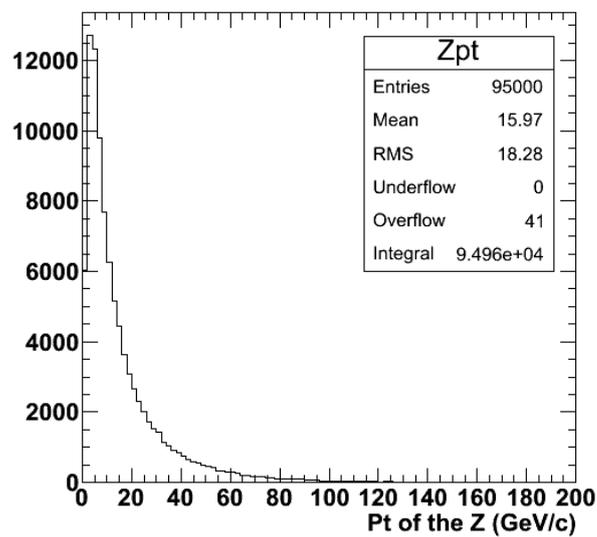


FIGURE 2.11 – Distribution de l'impulsion transverse du boson produit pour 95000 événements Drell-Yan générés à une masse supérieure à 40 GeV.

Cet électron possède des propriétés analogues à celles d'un électron provenant d'un boson Z. Par exemple, il sera bien isolé et possédera une impulsion transverse importante. La section efficace de production d'un boson W au LHC est une dizaine de fois supérieure à celle de production du boson Z. La désintégration de hadrons contenant des quarks lourds peut également être une source de bruit de fond. Les hadrons contenant des quarks b ou c peuvent effectivement émettre un électron en se désintégrant. Les électrons issus de tels processus présentent la spécificité de se trouver souvent proches d'un jet et ne sont dès lors pas isolés. Un autre bruit de fond provient de la désintégration d'un quark top. Sa masse (175 GeV) lui permet de créer un quark b (5 GeV) et un boson W réel et celui-ci peut se désintégrer en un électron et un neutrino. Du fait de la grande masse du quark top, l'électron sera en moyenne émis à grand angle par rapport à la direction du vol du quark top et possédera une grande impulsion transverse. L'électron sera de plus bien isolé. Un autre bruit de fond possible est la désintégration d'un lepton tau en un électron et deux neutrinos. La masse du lepton est faible (1,8 GeV) et l'électron sera donc émis dans la direction de vol du lepton tau. Néanmoins, si celui-ci possédait une grande impulsion transverse (s'il provient d'un Z par exemple), l'électron possédera là aussi une grande impulsion transverse et sera isolé.

La seconde catégorie est essentiellement le fait des jets, cascades de hadrons résultant de la production d'un quark ou d'un gluon dans une interaction. Les pions, hadrons les plus légers, sont produits en nombre dans les jets et les  $\pi^0$  se désintègrent à 100 % en photons là où ils sont produits. Si un  $\pi^0$  provenant d'un jet est relativement isolé et qu'une trace d'une autre particule pointe environ vers lui, il peut arriver que l'ensemble soit reconstruit comme un candidat électron. Il est très rare qu'un tel cas de figure se présente pour un jet mais la section efficace de production de jets est bien plus importante que celle du processus de Drell-Yan. La contamination n'est dès lors pas totalement négligeable. Les processus dans lesquels un photon de grande impulsion transverse est produit contribuent également au bruit de fond lorsque le supercluster du photon est associé à une trace proche.

Les principaux bruits de fond au signal caractérisant le processus de Drell-Yan sont, au pic du Z :

- Les événements QCD ( $gg \rightarrow q\bar{q}$  et  $q\bar{q} \rightarrow q\bar{q}$ ) di-jets où deux jets sont reconstruits comme des électrons.
- Les événements QCD dans lesquels un hadron comportant un quark b ou c crée un vrai électron en se désintégrant, et un jet est aussi identifié comme un électron.
- La production d'une paire  $t\bar{t}$  où la désintégration des quarks top engendre deux électrons.

- Les événements dans lesquels un boson  $W$  se désintègre en électron et neutrino et un jet est identifié comme un électron.
- Les événements dans lesquels un photon est erronément associé à une trace proche, et donc reconstruit comme électron, et un jet est identifié comme un électron.
- L'émission d'un gluon de plusieurs dizaines de GeV d'impulsion transverse par un quark dans un processus de Drell-Yan. Ceci constitue un bruit de fond lorsque le jet engendré par le gluon est identifié à un électron.

Notons que d'autres processus existent ( $Z \rightarrow \tau\tau$ , production d'une paire de bosons  $W$ , processus engendrant deux photons,...) mais contribuent plus faiblement.

Pour réduire la contribution de ces bruits de fond lors de la mesure de la section efficace, il faut instaurer une sélection sévère des électrons. La sélection mise au point par le groupe HEEP [15] est détaillée à la section 4.3. La figure 2.12 montre, pour des données générées par Monte Carlo, le spectre en masse invariante des paires  $e^+e^-$  après application de cette sélection. Un  $Z'$  de masse 1 TeV avec un couplage identique au  $Z$  du Modèle Standard a été ajouté. La contribution des bruits de fond du Modèle Standard (processus à deux vrais électrons, jets, photons) est également indiquée. Ceux-ci sont fortement réduits grâce aux coupures appliquées. Les points correspondent à une pseudo-expérience pour une luminosité intégrée de  $100 \text{ pb}^{-1}$ .

Dans le présent travail, ces bruits de fond joueront un rôle important lorsque nous étudierons la méthode Tag and Probe.

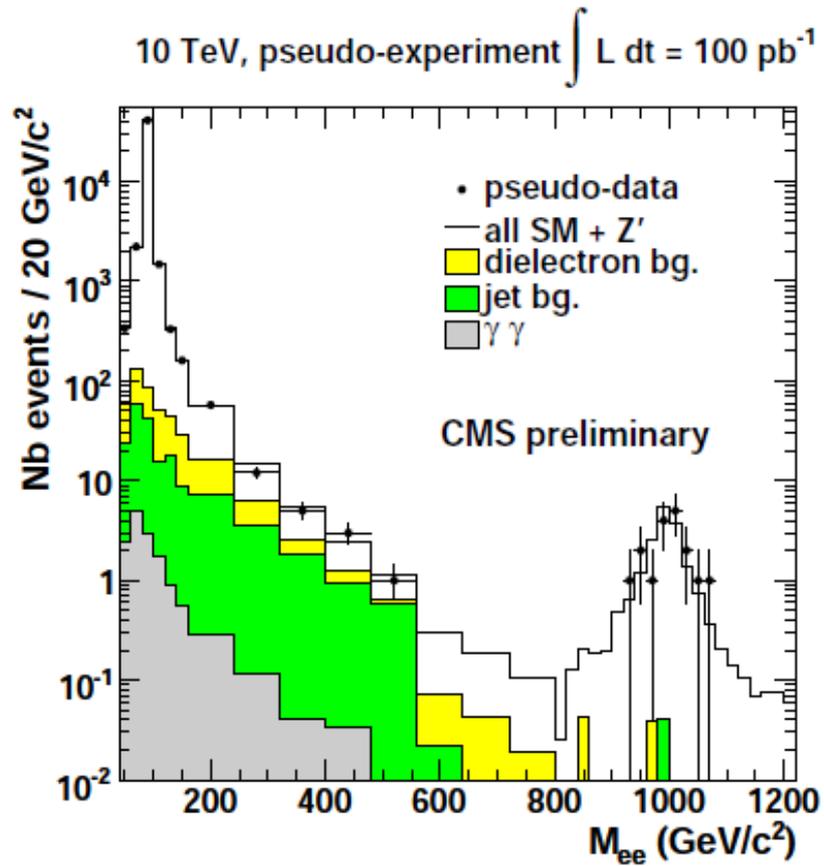


FIGURE 2.12 – Reconstruction du spectre de masse invariante de paires  $e^+e^-$  après la sélection "HEEP" pour différents processus. Un  $Z'$  de 1 TeV a été simulé. Les contributions de l'ensemble des bruits de fond (Drell-Yan, processus à 2 vrais électrons, jets, photons) sont affichées. Les points correspondent à une pseudoexpérience correspondant à une luminosité de  $100\text{pb}^{-1}$ .

# Chapitre 3

## Le LHC et l'expérience CMS

Ce chapitre présente l'accélérateur LHC et le détecteur CMS, dans le cadre duquel s'est effectué le présent travail.

### 3.1 Le Large Hadron Collider

Le Large Hadron Collider (LHC) (Grand Collisionneur de Hadrons) est un collisionneur proton-proton (également conçu pour accélérer des ions lourds) installé au CERN, à Genève, dans l'ancien tunnel de 27 km de circonférence du LEP (Large Electron Positron Collider). Il a deux objectifs principaux.

Le premier est la découverte du boson de Higgs nécessaire à l'explication des masses des particules dans le cadre du Modèle Standard. Les mesures au LEP [16] ont exclu une masse inférieure à 114 GeV par mesure directe ou supérieure à 186 GeV via la mesure d'autres paramètres de la théorie électrofaible. Le Tevatron a quant à lui récemment exploré la fenêtre de masse 160-170 GeV sans y découvrir de résonance [17]. Le LHC a été conçu pour couvrir la zone de masse encore inexplorée.

Les détecteurs auprès du LHC espèrent également mettre en évidence des particules non prédites par le Modèle Standard (gravitons, bosons  $Z'$ , particules supersymétriques, ...). Plusieurs de ces particules devraient avoir des masses de l'ordre du TeV.

#### Le choix d'un accélérateur de protons

Contrairement aux électrons, les protons ne sont pas des particules élémentaires et sont constitués de partons (quarks et gluons) emportant chacun une certaine fraction de l'impulsion du proton (cf section 2.3.2). Ce sont dès lors des in-

teractions entre deux partons dont on ignore l'impulsion que l'on est amené à étudier. Il s'agit là d'un désavantage majeur des collisionneurs de hadrons par rapport aux collisionneurs de leptons : l'énergie dans le centre de masse varie et est inférieure à l'énergie des faisceaux. Cela permet en revanche d'explorer au cours d'une seule expérience une large gamme d'énergie. Les accélérateurs d'électrons permettent quant à eux des mesures de précision à des énergies contrôlées. Les deux technologies sont donc complémentaires et la stratégie menée lors de l'exploration d'une nouvelle gamme d'énergie consiste souvent à utiliser un collisionneur de hadrons et à lui faire succéder un collisionneur de leptons pour effectuer des mesures plus précises en se plaçant aux résonances des particules.

Du fait de leur masse, l'accélération des protons se révèle plus aisée que celles des électrons et l'installation du LHC dans le tunnel du LEP permettra un gain en énergie de l'ordre de 70. En effet, les particules chargées émettent un rayonnement de freinage lorsqu'elles sont accélérées. Dans un accélérateur circulaire de quelques kilomètres de rayons, ce phénomène (rayonnement synchrotron) engendre une perte extrêmement importante pour des électrons de 100 GeV (plusieurs pourcents) et nécessite l'installation de nombreuses cavités radiofréquences accélératrices. Le problème du rayonnement synchrotron disparaît en revanche pour des protons car la perte d'énergie d'un tel rayonnement dépend du facteur de boost ( $E/m$ ) à la puissance quatre. La masse de l'électron étant environ 2000 fois plus faible que celle du proton, le rayonnement synchrotron dominant dans le premier cas devient négligeable dans le second.

Plusieurs projets existent déjà pour succéder au LHC dans quelques dizaines d'années. Le projet Super LHC vise à augmenter la luminosité de celui-ci afin d'obtenir un gain important sur le nombre d'événements collectés. Des projets de collisionneurs d'électrons sont également étudiés. Cependant, vu les dimensions déjà impressionnantes du LEP, la construction d'un accélérateur circulaire de plus grand rayon paraît irréaliste et les projets étudiés consistent en des accélérateurs linéaires (ILC, CLIC). Enfin, des accélérateurs de muons sont également envisagés. Les muons rayonnent beaucoup moins que les électrons et s'accélèrent plus aisément mais ne sont pas des particules stables.

### **Fonctionnement et caractéristiques du LHC**

Deux paramètres permettent essentiellement de caractériser un collisionneur : l'énergie de ses faisceaux (7 TeV par faisceau à terme au LHC) et sa luminosité,  $\mathcal{L}$ , qui relie la section efficace  $\sigma$  d'un processus et le nombre d'événements attendus  $N$  :  $N = \sigma \mathcal{L}$ .

La luminosité d'un collisionneur dépend des propriétés des faisceaux. Pour un faisceau composé d'une succession de paquets de particules, elle est donnée par la formule suivante :

$$\mathcal{L} = \frac{1}{4\pi} \frac{n_1 n_2 f}{\sigma_x \sigma_y}$$

où  $n_1, n_2$  sont le nombre de particules dans chaque paquet,  $f$  la fréquence de collision et  $\sigma_x, \sigma_y$  les écarts-types des distributions des particules dans chacune des directions transverses. Au maximum de sa puissance, les faisceaux du LHC seront composés de paquets de protons étendus sur une dizaine de centimètres longitudinalement et de quelques dizaines de microns transversalement aux points de collision. Les paquets de protons seront séparés d'environ 7,5 m. Chaque paquet contiendra  $10^{11}$  protons et des interactions sont prévues toutes les 25 nanosecondes. La luminosité instantanée sera alors  $10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  [18]. A titre de comparaison, le Tevatron (accélérateur proton-antiproton installé au Fermilab) est caractérisé par une luminosité 50 fois plus faible [19]. Ceci s'explique par la difficulté de produire de l'antimatière. Outre l'énergie des faisceaux (1 TeV au Tevatron), la luminosité différencie également les deux accélérateurs.

Avant d'être accélérés au LHC, les faisceaux traversent une chaîne de préaccélérateurs. Le complexe d'accélérateurs du CERN est représenté sur la figure 3.1. Les protons sont créés par ionisation d'hydrogène avant d'entrer dans un accélérateur linéaire. Ils sont ensuite injectés dans deux synchrotrons successifs, le PS et le SPS. Au terme de cette chaîne, les protons ont une énergie de 450 GeV et sont déviés vers le LHC où l'accélération à 7 TeV prendra une vingtaine de minutes.

Afin de maintenir le faisceau sur sa trajectoire, le LHC comprend 1234 aimants dipolaires (courbure) et 392 aimants quadripolaires (focalisation transverse). Le champ magnétique intense nécessaire pour courber les faisceaux (8 T) a nécessité l'utilisation de supraconducteurs, impliquant le refroidissement des aimants à une température de 2°K. Huit cavités radiofréquences groupées en deux modules augmentent une fois par tour l'énergie des protons de 0,5 MeV et assurent la stabilité longitudinale. Elles fonctionnent avec une tension alternative de 16 MV avec une fréquence de 400 MHz. Lorsqu'ils ont atteint leur énergie maximale, les deux faisceaux de protons sont amenés en collision aux quatre points d'interaction où ont été construites les quatre expériences principales du LHC : ATLAS [20], CMS [21], LHCb [22] et ALICE [23].

CMS et ATLAS sont des détecteurs polyvalents dont le domaine d'investigation est très large. Ils poursuivent les mêmes objectifs (découverte du boson de Higgs, de particules supersymétriques, ...) et confirmeront mutuellement leurs découvertes. ALICE a été conçu en particulier pour étudier les collisions d'ions

## CERN Accelerator Complex

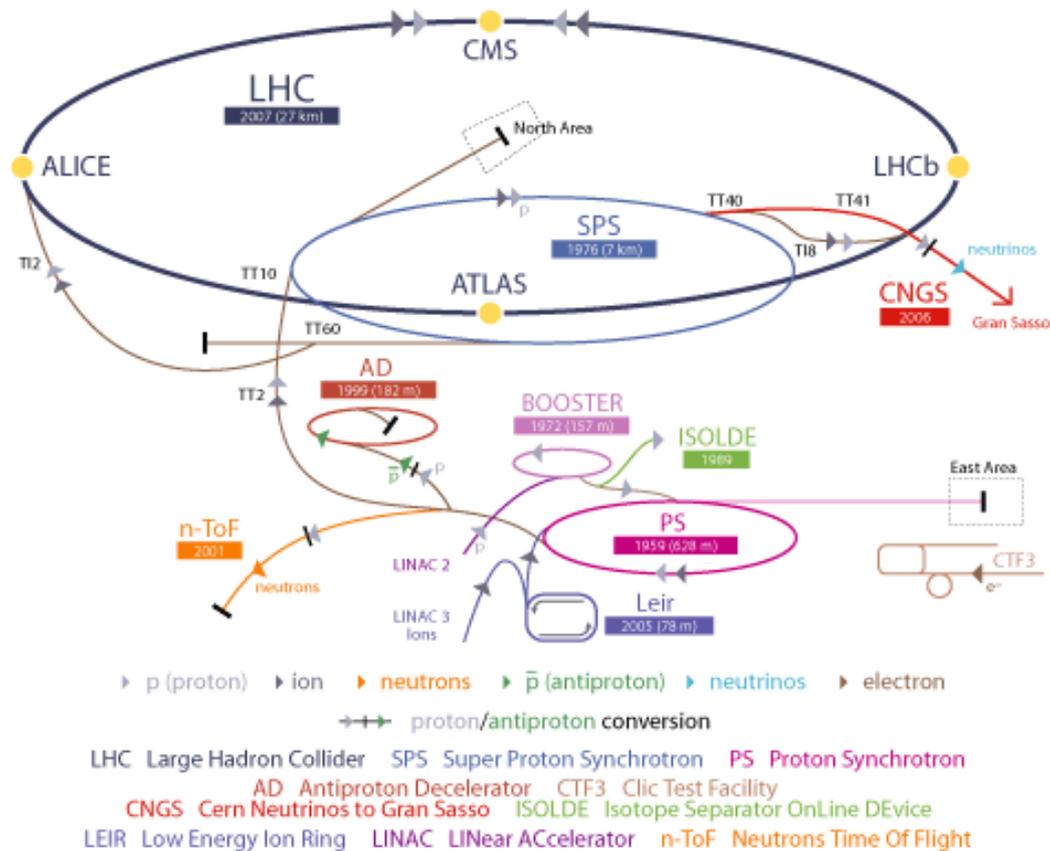


FIGURE 3.1 – Complexe des accélérateurs du CERN

lourds et le plasma de quarks et de gluons qu'elles engendreront. Les températures atteintes (2000 milliards de degrés) aideront à comprendre la structure de la matière durant les premiers milliardièmes de secondes suivant le Big Bang. LHCb se concentrera sur l'étude du quark b afin de comprendre comment la violation de CP dans la matrice CKM peut expliquer l'asymétrie matière-antimatière dans l'Univers. Deux autres expériences, plus petites, seront également présentes : TOTEM, installé près de CMS, et LHCf, près d'ATLAS, ont pour objectif de mesurer la section efficace totale proton-proton. Ces dernières expériences présentent la spécificité d'utiliser des détecteurs à très petit angle par rapport au tube à vide. Pour TOTEM, par exemple, des angles inférieurs au degré seront accessibles.

### Le démarrage

Les premières injections de faisceaux de protons dans le LHC eurent lieu le 10 septembre 2008. Un incident technique majeur retarda cependant le démarrage réel du LHC. Lors d'un test des aimants de courbures, il semblerait qu'une connexion électrique entre deux aimants ait dégagé une chaleur anormalement élevée engendrant un réchauffement de l'hélium du circuit de refroidissement. Celui-ci perdit son caractère superfluide et l'augmentation de pression en résultant provoqua l'explosion d'un aimant. Après plus d'un an de réparation, les premières collisions eurent enfin lieu. Le 20 novembre 2009, des faisceaux de 450 GeV d'énergie se croisèrent. Une dizaine de jours plus tard, leur énergie fut augmentée à 1,18 TeV. Des doutes subsistant toujours sur la capacité de certaines connexions inter-aimants à supporter les courants électriques nécessaires pour des faisceaux de 7 TeV, il fut décidé d'effectuer une première prise de données à plus basse énergie. Après avoir envisagé des collisions à 5 TeV par faisceau, le chiffre de 3,5 TeV par faisceau fut finalement choisi, afin d'être certain d'éviter une répétition de l'incident de septembre 2008.

Le 30 mars 2010, les premières collisions à cette énergie furent produites au LHC.

Depuis, le LHC fournit des données en continu à cette énergie. La luminosité instantanée est cependant encore très basse ( $10^{27} \text{cm}^2 \text{s}^{-1}$ ) et un important travail est effectué pour collimer les faisceaux et augmenter le nombre de paquets de protons dans ceux-ci. Cette prise de données est prévue pour dix huit mois. Les collisions à 7 TeV par faisceau sont prévues pour 2013-2014.

Pour les dix huit prochains mois, les projections en luminosité intégrée sont résumées dans le tableau 3.1<sup>1</sup>.

	Luminosité attendue ( $\text{pb}^{-1}$ )
Mi mai 2010	0,1
Fin mai 2010	0,5
Fin juin 2010	2
Décembre 2010	100
Décembre 2011	1000

TABLE 3.1 – Projection au 20/04/2010 de la luminosité au cours des prochains mois au LHC.

1. Les estimations à court terme ont été revues à la baisse depuis et l'on prévoit d'atteindre  $1 \text{pb}^{-1}$  durant le courant de l'été 2010.

## 3.2 CMS

CMS (Compact Muon Solenoid) est un détecteur géant de 20 mètres de long et de 15 mètres de diamètre, composé d'un aimant solénoïdal de 3,8 T et de différents sous-détecteurs, chacun dévolu à une tâche particulière. Autour du point d'interaction, il est divisé en trois régions : une partie centrale cylindrique, le tonneau, et deux bouchons de part et d'autre. Dans le tonneau, les sous-détecteurs forment des cylindres s'emboitant l'un dans l'autre. Dans les bouchons, ils se superposent en disques successifs.

En partant du point d'interaction, les particules produites traversent successivement les détecteurs suivants :

- Le trajectographe qui reconstruit la trajectoire des particules chargées et permet la mesure de leur quantité de mouvement.
- Le calorimètre électromagnétique qui mesure l'énergie des électrons et les photons.
- Le calorimètre hadronique qui mesure l'énergie des hadrons.
- Les chambres à muons qui détectent le passage des muons et permettent d'en déduire leur impulsion.

L'une des particularités de CMS est que les deux calorimètres sont disposés à l'intérieur du solénoïde afin de minimiser la quantité de matière morte traversée par les particules avant la mesure de leur énergie. Une bonne détection des muons est également une caractéristique importante du détecteur.

Les figures 3.2 et 3.3 illustrent la structure du détecteur.

Le système d'axe  $(x,y,z)$  utilisé pour repérer un point dans CMS a pour origine le centre de symétrie du détecteur qui correspond normalement au point de croisement des faisceaux. L'axe  $z$  est parallèle aux faisceaux. L'axe  $x$  (respectivement  $y$ ) est horizontal (respectivement vertical). On définit l'angle azimutal  $\phi$  dans le plan  $x - y$  mesuré à partir de l'axe  $x$ . Enfin, l'angle  $\theta$  est l'angle polaire avec l'axe  $z$  ( $\theta = 0$  pour un point sur l'axe  $z$ ). On définit la pseudorapidité  $\eta$  comme :

$$\eta = -\ln\left(\tan\frac{\theta}{2}\right) = \frac{1}{2}\ln\left(\frac{|\vec{p}| - p_z}{|\vec{p}| + p_z}\right)$$

Cette variable est une approximation, pour des particules relativistes, de la rapidité,  $y$ , définie comme :

$$y = \frac{1}{2}\ln\left(\frac{E - p_z}{E + p_z}\right)$$

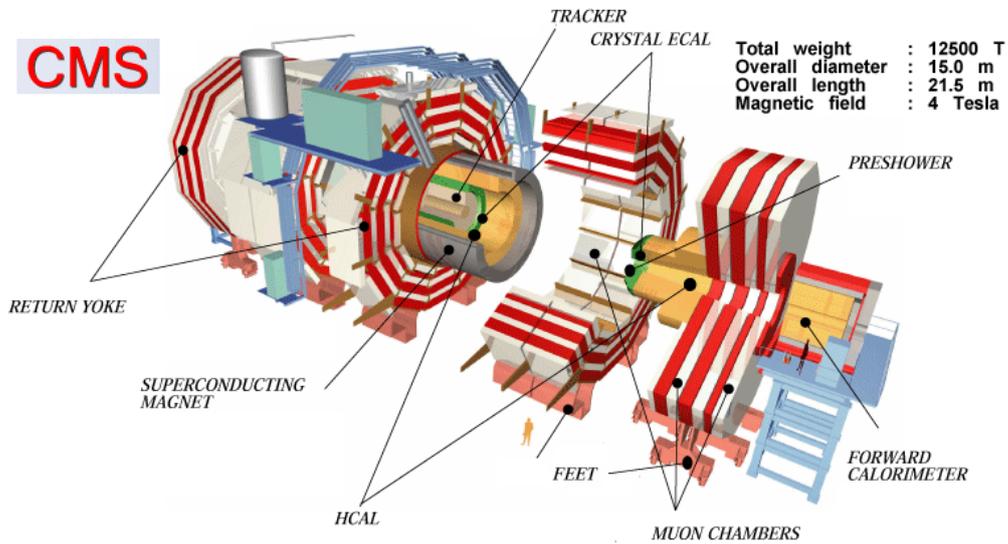


FIGURE 3.2 – Vue 3D du détecteur CMS

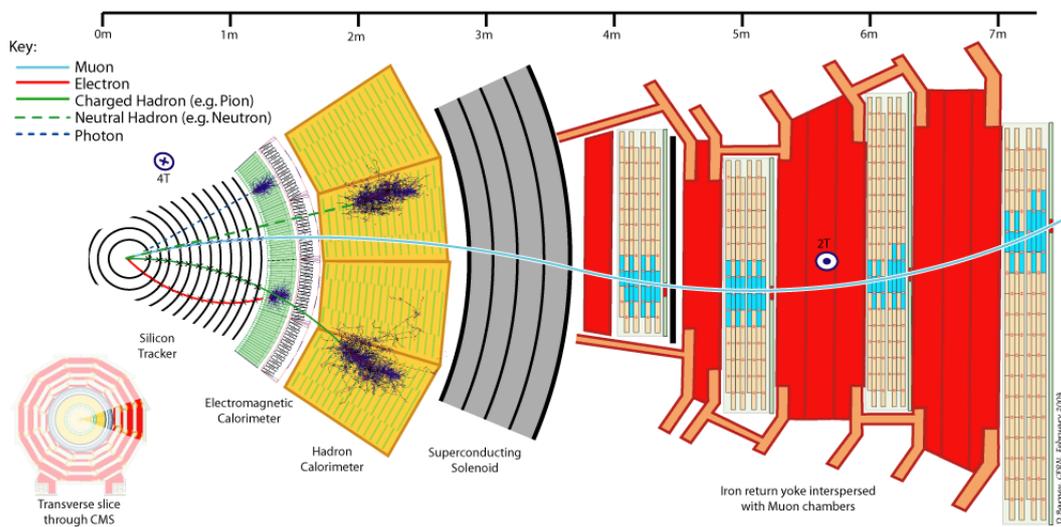


FIGURE 3.3 – Coupe transverse d'un secteur du détecteur. Le parcours typique des différentes particules est indiqué.

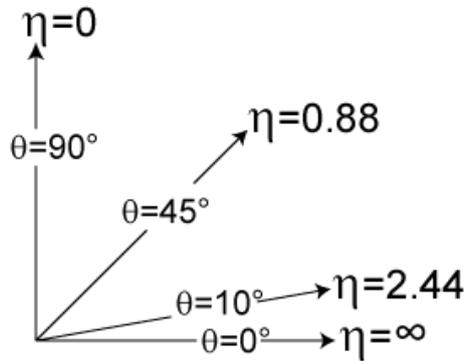


FIGURE 3.4 – Pseudorapidité pour quelques valeurs de l’angle polaire  $\theta$ .

La rapidité a pour caractéristique que la différence en rapidité,  $\Delta y$  est invariante sous un boost selon  $z$ . De plus, le taux de production de particules dans un collisionneur hadronique est approximativement constant par intervalle de  $\Delta y$ . La figure 3.4 donne la valeur de  $\eta$  pour quelques valeurs de  $\theta$ . La séparation Tonneau-Bouchons s’effectue approximativement selon les cônes  $\eta = \pm 1.5$  ( $\theta \approx \pm 25^\circ$ ).

### 3.2.1 Le trajectographe

Le principe d’un trajectographe est de détecter l’ionisation engendrée par le passage de particules chargées dans la matière. La matière le composant doit être réduite au minimum afin de faire perdre aussi peu d’énergie que possible aux particules et d’éviter les diffusions multiples. Afin d’obtenir une mesure de la quantité de mouvement des particules, un champ magnétique de 4 T parallèle à la direction des faisceaux règne dans le trajectographe pour courber les trajectoires des particules chargées dans le plan transverse. Celles-ci présentent donc la forme d’une hélice autour de l’axe des faisceaux. Le trajectographe de CMS se divise en deux parties : un détecteur à pixels installé au plus près du point d’interaction et un détecteur à micro-pistes au Silicium qui entoure le détecteur à pixels.

Le détecteur à pixels est constitué de 65 millions de cellules de  $100 \mu\text{m} \times 150 \mu\text{m}$ . Il comporte trois couches cylindriques dans le tonneau, situées à 4, 7 et 11 cm du faisceau, et deux disques dans les bouchons. Leur disposition est telle qu’une particule créée au point d’interaction et à  $|\eta| < 2,5$  traverse presque toujours trois couches (trois cylindres ou deux cylindres et un disque ou encore deux disques et un cylindre) (cf figure 3.5). Sa résolution spatiale est de l’ordre d’une vingtaine de microns. Une telle précision est nécessaire afin de pouvoir détecter la position exacte de la création des particules et identifier les vertex secondaires correspondant à la désintégration d’une particule instable produite lors d’une interaction entre deux protons. Les mésons contenant un quark  $b$  ont par exemple une dis-

tance de désintégration propre de quelques centaines de microns.

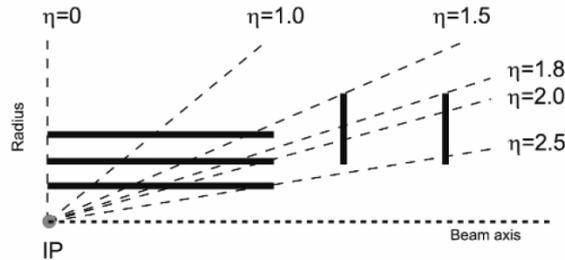


FIGURE 3.5 – Vue longitudinale du détecteur à pixels.

Le détecteur à micro-pistes au Silicium est composé de couches de Silicium dopé négativement sur lesquelles figurent des pistes de Silicium dopé fortement - 10 000 fois plus - positivement. Les couches sont disposées à l'extérieur du détecteur de pixels (voir Figure 3.6). Selon son angle d'émission, une particule peut en traverser jusque dix dans le tonneau ou neuf dans l'un des bouchons. Dans le tonneau, les couches sont des bandes d'une dizaine de centimètre de long, disposées parallèlement au faisceau. Dans les bouchons, elles sont disposées de façon radiale. Leur épaisseur est d'environ  $300 \mu\text{m}$  et le pas entre deux pistes varie entre 60 et  $250 \mu\text{m}$ . Elles mesurent donc les coordonnées dans le plan transverse. Certaines pistes sont double couche. La seconde face est tournée de  $6^\circ$  afin de permettre une lecture de la dernière coordonnée. La résolution sur cette dernière est moindre mais suffisante.

Grâce au champ magnétique régnant dans le trajectographe, une mesure de l'impulsion transverse,  $P_t$ , est possible à partir du rayon de courbure  $R$ . En effet, on a :

$$P_t[\text{GeV}/c] = 0,3.B[\text{T}].R[\text{m}]$$

On en déduit immédiatement l'impulsion totale  $P$  :  $P = P_t / \sin \theta$ . L'erreur relative sur l'impulsion croît linéairement lorsque l'impulsion transverse augmente. Ceci est dû au fait qu'à haute énergie, l'erreur sur le rayon de courbure augmente.

### 3.2.2 Le calorimètre électromagnétique

Lorsqu'ils traversent la matière avec des énergies supérieures au GeV, les électrons perdent leur énergie par rayonnement et les photons se convertissent en une paire  $e^+e^-$ . Le processus se répète pour les particules ainsi créées jusqu'à ce

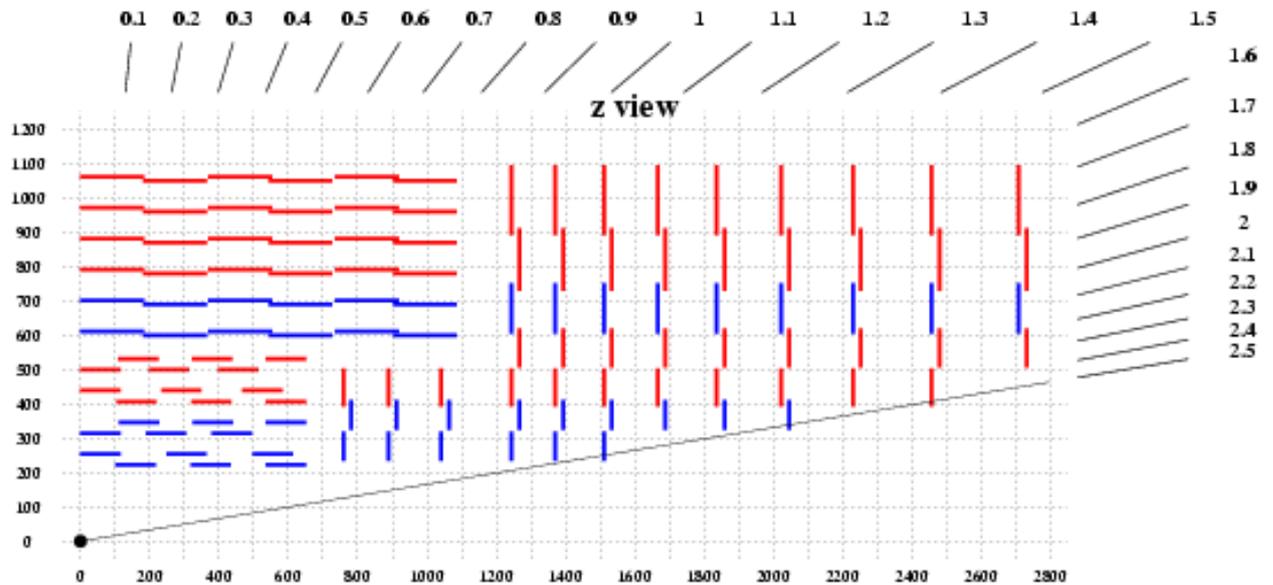


FIGURE 3.6 – Position des détecteurs à pistes au Silicium dans le trajectographe de CMS. En bleu sont indiquées les pistes à double couche.

qu'elles soient suffisamment peu énergétiques pour perdre leur énergie par ionisation (électrons) ou par effet photoélectrique ou diffusion Compton (photons). Une gerbe est ainsi formée. Le nombre de particules dans celle-ci est proportionnel à l'énergie de l'électron ou photon incident. La taille transverse d'une gerbe électromagnétique est indépendante de l'énergie alors que sa profondeur en dépend logarithmiquement.

Le calorimètre électromagnétique (ECAL) de CMS a été conçu afin de permettre la détection de deux photons provenant de la désintégration du boson de Higgs et la reconstruction précise de leur masse invariante. Ce canal n'est pas le plus probable mais possède un bruit de fond connu. Ceci implique un détecteur à haute granularité. En outre, le choix d'inclure les calorimètres à l'intérieur de l'aimant requiert des détecteurs compacts. Afin de répondre à ces contraintes, l'ECAL est constitué de plus de 75 000 cristaux de tungstate de plomb ( $PbWO_4$ ) d'une vingtaine de centimètres de long. Le rayonnement des cristaux est collecté par des photodiodes à avalanche (APD) dans le Tonneau et des phototriodes à vide (VPT) dans les Bouchons. Les propriétés du  $PbWO_4$  sont une densité très élevée ( $8,3 \text{ g/cm}^3$ ) et une longueur de radiation de  $0,89 \text{ cm}$ . Son rayon de Molière, rayon du cylindre contenant 90 % de l'énergie de la gerbe, vaut  $2,2 \text{ cm}$ . Dans le Tonneau, les cristaux ont une surface intérieure de  $22 \text{ mm} \times 22 \text{ mm}$  et sont inclinés de sorte à représenter une ouverture en  $\eta$  et en  $\phi$  de  $0,0175 \times 0,0175$ . Les tailles des

cristaux sont à peu près identiques dans les Bouchons. L'ouverture en  $\eta$  n'est cependant plus constante. Afin d'éviter qu'une particule échappe à la détection en suivant un interstice entre deux cristaux, l'axe des cristaux pointe à  $3^\circ$  du point d'interaction dans les deux directions.

Afin d'identifier les photons provenant de la désintégration d'un  $\pi^0$ , des détecteurs de pied de gerbe sont disposés entre le trajectographe et l'ECAL dans les Bouchons. Constitués de deux couches de Plomb, ils ont une résolution meilleure qu'un millimètre et sont dès lors capables de distinguer deux photons très collimés, provenant de la désintégration d'un méson  $\pi^0$ .

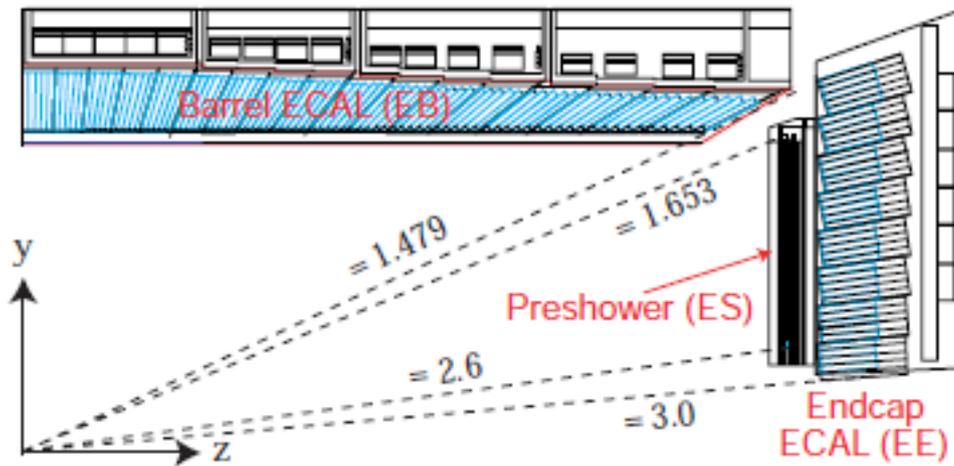


FIGURE 3.7 – Vue transverse du calorimètre électromagnétique de CMS.

La résolution en énergie de l'ECAL  $\sigma_{ECAL}$  comprend trois termes :

$$\left(\frac{\sigma_{ECAL}}{E}\right)^2 = \left(\frac{\sigma_{noise}}{E}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{stoch}}{\sqrt{E}}\right)^2 + (\sigma_{calib})^2$$

où  $E$  est l'énergie exprimée en GeV. Le premier est un terme de bruit dû à l'électronique et à l'empilement d'événements à haute luminosité, le second un terme stochastique provenant de l'erreur statistique sur le nombre de particules dans la gerbe et le dernier rend compte de l'erreur sur la calibration des différents cristaux ainsi que de la partie de la gerbe non contenue dans les cristaux. Les valeurs pour l'ECAL de CMS sont  $\sigma_{noise} = 12\%$ ,  $\sigma_{stoch} = 2,8\%$  et  $\sigma_{calib} = 0,30\%$ . A haute énergie, la résolution sur la quantité de mouvement est donc meilleure dans les calorimètres que dans le trajectographe.

Pour terminer, notons que les hadrons laissent aussi une fraction de leur énergie dans l'ECAL. Occasionnellement, cette énergie est importante. Ce phénomène est peu probable mais la production de hadrons étant plusieurs ordres de grandeurs plus élevée que celle d'électron, il constituera un bruit de fond non négligeable dans la recherche de paires  $e^+/e^-$ . Nous reviendrons sur cet aspect de façon plus quantitative ultérieurement.

### 3.2.3 Le calorimètre hadronique

Le calorimètre hadronique (HCAL) a été conçu pour fournir des mesures précises des énergies des "jets", ensembles des hadrons créés à la suite de l'émission d'un quark ou gluon dans une interaction, et de l'énergie transverse manquante, signe de la présence de neutrinos ou de particules exotiques. Il est constitué d'une succession d'absorbeurs dans lesquels les hadrons interagissent pour former d'autres hadrons, et de détecteurs. La longueur longitudinale de la gerbe hadronique dépend logarithmiquement de l'énergie du hadron initial, comme dans le cas de la gerbe électromagnétique mais cette dernière est moins étalée transversalement. Dans le détecteur CMS, la longueur d'interaction hadronique est une dizaine de fois plus élevée que la longueur de radiation pour un électron, ce qui justifie le choix de placer le HCAL derrière l'ECAL. La granularité du HCAL est  $\Delta\phi \times \Delta\eta = 0,087 \times 0,087$  dans le Tonneau, le double pour chacune des coordonnées dans les Bouchons. La résolution sur l'énergie dans l'HCAL est moins bonne que dans l'ECAL à cause de l'existence d'une composante électromagnétique dans la gerbe due essentiellement aux pions neutres. Dans le Tonneau, le HCAL s'étend d'un rayon de 1,77 m à un rayon de 2,95 m. Selon l'angle d'émission, l'épaisseur d'absorbeurs représente de 6 à 10 fois la longueur d'interaction hadronique. Dans les bouchons, elle équivaut à 10 longueurs d'interaction. L'ECAL représente quant à lui un peu plus d'une longueur d'interaction.

La figure 3.8 représente la structure en couches du HCAL. La lecture des informations collectées par le HCAL s'effectue à partir de tours comprenant toutes les couches du calorimètre dans le Tonneau, à l'exception des tours 15 et 16. Dans les Bouchons, hormis la tour 17, les tours sont subdivisées en deux ou trois parties. Les différentes couleurs sur la figure 3.8 indiquent les subdivisions des tours. Nous utiliserons plus loin une séparation entre l'énergie collectée dans les couches internes de l'HCAL, "Depth1", qui comprend les tours du Bouchon, la première segmentation des tours 18 à 26 et les deux premières segmentations des tours 27 à 29 et celle collectée dans les autres couches, plus externes ("Depth2").

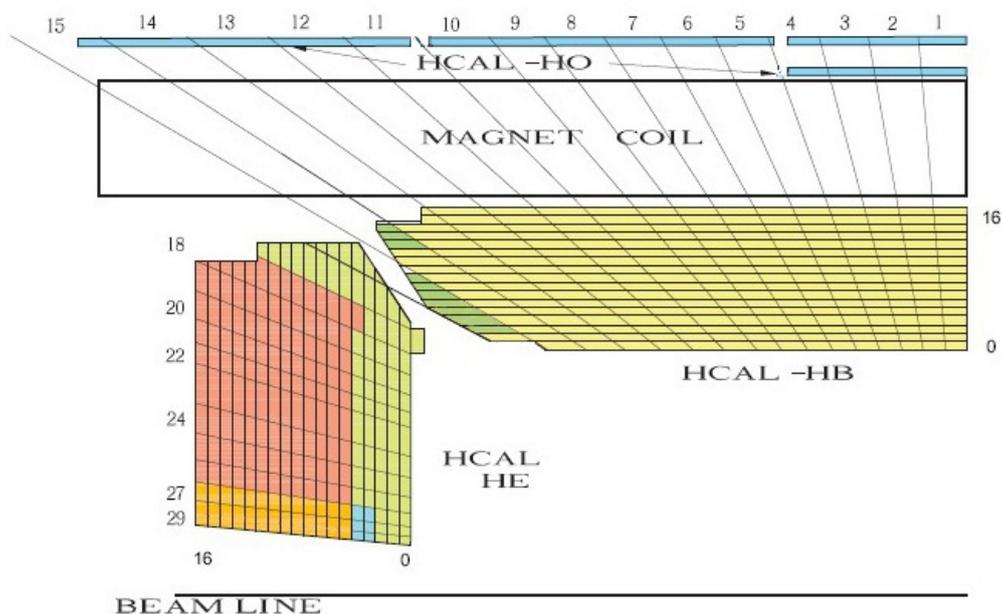


FIGURE 3.8 – Structure en couche du HCAL. Les couleurs indiquent les couches regroupées au sein d’une même portion de tour. Les blocs en jaune, vert ou bleu forment "Depth1" alors que les blocs en orange et rouge forment "Depth2".

### 3.2.4 Les chambres à muons

Les chambres à muons sont situées à l’extérieur de l’aimant et utilisent son champ de retour afin de détecter les muons. Ce champ est de sens opposé à celui qui règne dans le trajectographe et la courbure de la trajectoire des muons change de signe. Les détecteurs utilisés consistent en une succession de tubes à dérive (DT) et de chambres à plaques résistives (RPC) dans le Tonneau et des chambres à bandes cathodiques (CSC) et des RPC dans les Bouchons. Les DT et les CSC permettent des mesures de précision alors que les RPC ont un temps de réponse rapide et peuvent servir de trigger. Un trigger est un ensemble de conditions auxquelles doit satisfaire un événement pour être enregistré. Il doit permettre une décision rapide (voir section 4.2).



# Chapitre 4

## Reconstruction et identification des électrons, sélection des événements

Dans ce chapitre, nous décrivons la sélection des événements issus du processus Drell-Yan dans le canal  $e^+e^-$  dans le détecteur CMS. Nous montrons d'abord le premier candidat événement de ce processus observé dans CMS. Nous expliquons ensuite comment sont reconstruits et identifiés les électrons dans le détecteur CMS. Nous discutons alors des bruits de fond au processus de Drell-Yan. Du fait de la présence de bruits de fond, des critères plus sévères, spécifiques aux électrons provenant de la désintégration d'un boson neutre, sont nécessaires, afin de rejeter les électrons ne provenant pas du signal qui nous occupe. Enfin, la sélection des événements est décrite.

### 4.1 Le premier candidat $Z \rightarrow e^+e^-$ observé à CMS

Depuis le 30 mars 2010, le LHC produit des collisions proton-proton à une énergie dans le centre de masse de 7 TeV. A ce jour, la luminosité intégrée atteint au détecteur CMS quelques  $nb^{-1}$ . Parmi les événements enregistrés, un candidat  $Z \rightarrow e^+e^-$  a été trouvé. La figure 4.1 montre cet événement tel qu'il est reconstruit dans le logiciel de visualisation de CMS. La partie de gauche représente une projection dans le plan transverse et la partie centrale de droite une projection dans le plan longitudinal. Enfin, la partie supérieure droite propose une vue dans le plan  $(\eta, \phi)$  des dépôts d'énergie dans les calorimètres. Par souci de clarté, les détecteurs ne sont pas représentés hormis les chambres à muons. Dans la projection transverse, les barres rouges et bleues donnent respectivement une indication de l'énergie mesurée dans les calorimètres électromagnétique et hadronique. Les trajectoires reconstruites dans le trajectographe sont représentées en vert. Seuls les traces et les dépôts d'énergie dépassant un certain seuil d'énergie transverse sont indiqués. Toutes les caractéristiques d'un événement  $Z \rightarrow e^+e^-$  sont présentes :

- On observe la présence de deux traces de grande impulsion transverse (elles sont faiblement courbées).
- Ces traces sont isolées.
- Ces traces sont associées à des dépôts importants dans le calorimètre électromagnétique et très faibles dans le calorimètre hadronique.
- Les deux traces sont dos à dos dans le plan transverse et l'énergie transverse manquante est très faible, 2,5 GeV.
- Les impacts dans le calorimètre sont très localisés : l'essentiel de l'énergie est déposé dans un petit nombre de cristaux.
- L'énergie transverse des deux candidats électrons est importante : supérieure à 30 GeV.<sup>1</sup>.

Notons que les deux traces ne sont pas dos à dos dans le plan longitudinal, le Z possédant en général une impulsion longitudinale non nulle. Pour cet événement, la masse reconstruite du Z est de 91,16 GeV, très proche de la masse actuellement établie (91,19 GeV). Les autres traces et dépôts d'énergie présents dans l'événement proviennent vraisemblablement des particules créées par l'interaction entre les restes des protons ("underlying event") ainsi que du bruit intrinsèque du détecteur (électronique, ...).

## 4.2 Identification et reconstruction des électrons dans CMS

L'identification des électrons dans CMS s'effectue en demandant l'association d'un dépôt d'énergie dans le calorimètre électromagnétique avec une trace reconstruite dans le trajectographe. La reconstruction standard des électrons comprend trois étapes :

- Assemblage en superclusters des différents amas d'énergie dans l'ECAL.
- Reconstruction des traces "GSF" dans le trajectographe.
- Association d'une trace GSF et d'un supercluster pour former un candidat électron.

### Les superclusters

Un supercluster est un regroupement de cristaux de l'ECAL ayant enregistré une énergie significative et semblant provenir d'une même particule initiale :

---

1. Le tableau "électron" doit être considéré et non le tableau "jets" qui estime l'énergie en supposant que les objets considérés sont des jets.

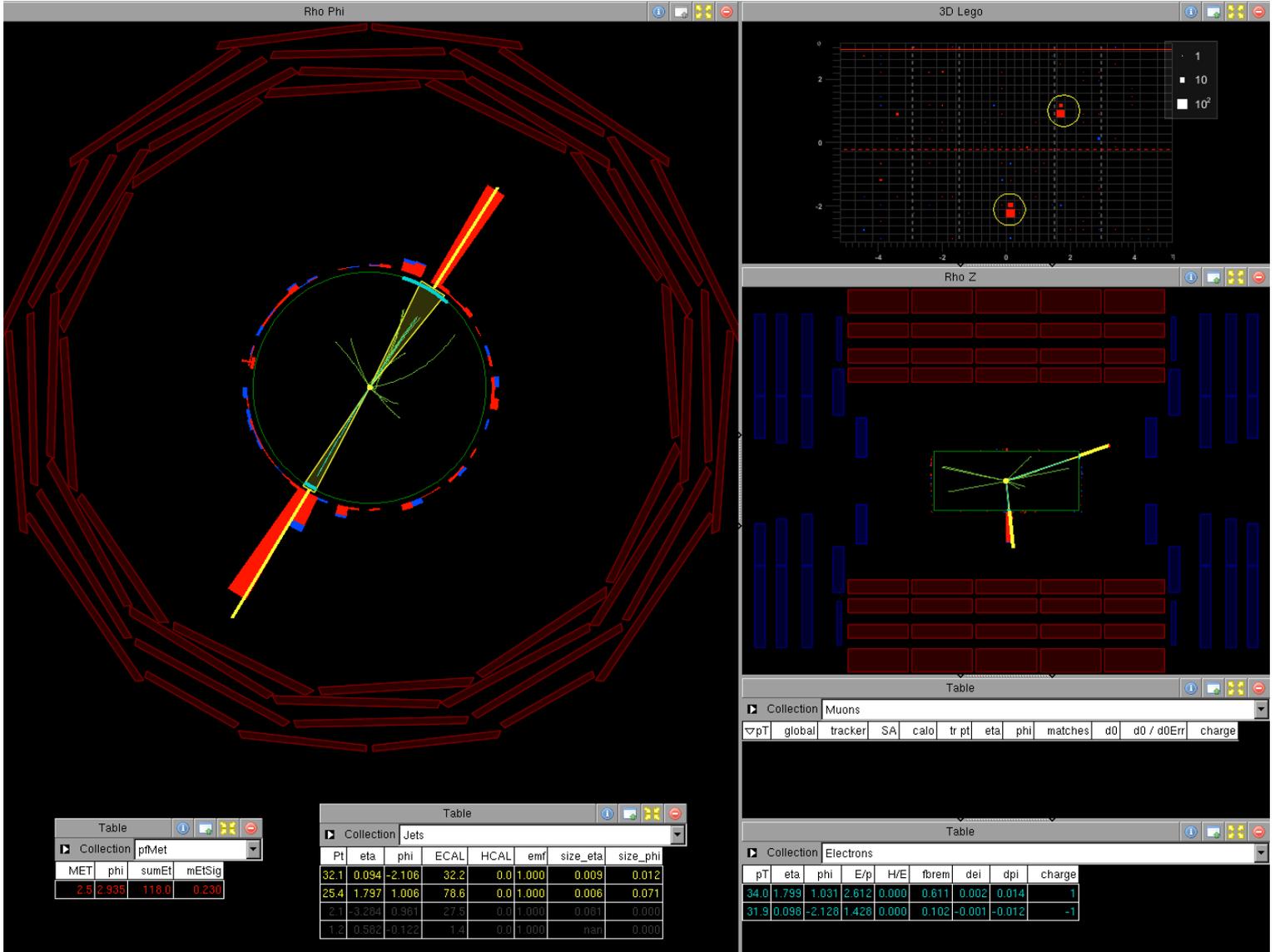


FIGURE 4.1 – Premier candidat événement  $Z \rightarrow e^+e^-$ , enregistré par CMS le 24 avril 2010 (run 133877, événement 28405693). La partie de gauche est une projection dans le plan transverse. La partie centrale de droite est une projection dans le plan longitudinal. La partie supérieure droite est une vue dans le plan  $(\eta, \phi)$  des dépôts d'énergie enregistrés par les calorimètres. Dans la projection transverse, deux dépôts d'énergie (32,2 et 78,6 GeV) dans l'ECAL, dos à dos, sont clairement identifiables (barres rouges). Dans le plan longitudinal, deux traces reconstruites, isolées pointent vers les dépôts d'énergie, l'une dans la partie Tonneau ( $\eta = 0,098$ ), l'autre dans la partie Bouchon ( $\eta = 1,799$ ).

un électron ou un photon. En effet, il arrive qu'en interagissant avec le trajectographe, un électron émette un photon et qu'un photon se convertisse en une paire  $e^+e^-$ . A cause du champ magnétique, les particules produites sont dispersées en  $\phi$ . Plusieurs dépôts d'énergie seront alors observés dans l'ECAL et l'algorithme supercluster a pour but de regrouper ceux-ci en un agrégat appelé supercluster. Etant donné la structure du détecteur, cet algorithme est différent dans le Tonneau et dans les Bouchons [24].

Dans le Tonneau, l'algorithme Hybride est utilisé. Il profite du fait que l'étalement transverse de la gerbe électromagnétique d'un électron ou d'un photon pénétrant dans l'ECAL est connue. L'énergie de celle-ci est contenue à 94 % dans un carré de  $3 \times 3$  cristaux et à 97% dans un carré  $5 \times 5$ . Il arrive cependant qu'un électron interagisse dans le trajectographe et émette un photon. La trajectoire de celui-ci n'est pas courbée par le champ magnétique et les deux dépôts d'énergie associés sont parfois éloignés dans la direction  $\phi$ . L'algorithme hybride illustré à la figure 4.2 a pour but de regrouper au sein d'un même supercluster ces différents dépôts. On considère le cristal le plus énergétique de l'ECAL, le *seed*, et s'il dépasse une énergie seuil de 1 GeV, on crée un domino de trois cristaux consécutifs en  $\eta$  centré sur le *seed*. Si l'énergie du cristal central du domino est plus grande qu'une certaine valeur (1 GeV), le domino est étendu d'un cristal de chaque côté en  $\eta$ . Des dominos adjacents au premier sont ajoutés pour former un cluster dans chaque direction en  $\phi$  tant que les dominos affichent une énergie de plus de 100 MeV dans le cristal central. Un nouveau cluster est créé selon le même principe dès qu'un domino a un cristal central d'énergie inférieure à 100 MeV et que l'un des cristaux centraux des dominos suivants possède une énergie supérieure à 0,35 GeV. La zone explorée en  $\phi$  s'étend sur 17 cristaux de part et d'autre du *seed*. L'ensemble des clusters forment un supercluster. Le processus est répété pour l'ensemble des cristaux *seed* qui n'appartiennent pas déjà à un supercluster.

Dans les Bouchons, c'est l'algorithme Multi5x5 qui est utilisé. Il consiste à regrouper au sein d'un même supercluster des blocs de  $5 \times 5$  cristaux, situés autour d'un dépôt important d'énergie et compatibles avec l'hypothèse d'un photon radié et d'un électron. L'algorithme crée dans un premier temps des blocs  $5 \times 5$  autour de tous les cristaux affichant une énergie transverse supérieure à 0,18 GeV. Ensuite, il considère tous les amas constitués eux aussi de  $5 \times 5$  cristaux mais dont le cristal central affiche cette fois une énergie transverse supérieure à 1 GeV. Un supercluster est formé en regroupant un amas et tous les blocs localisés dans un intervalle  $|\Delta\phi| < 0,6$  et  $|\Delta\eta| < 0,06$  autour de celui-ci.

Une fois le supercluster constitué, sa position précise en  $\eta$  et  $\phi$  est calculée en effectuant une moyenne des positions des cristaux pondérée par leur énergie.

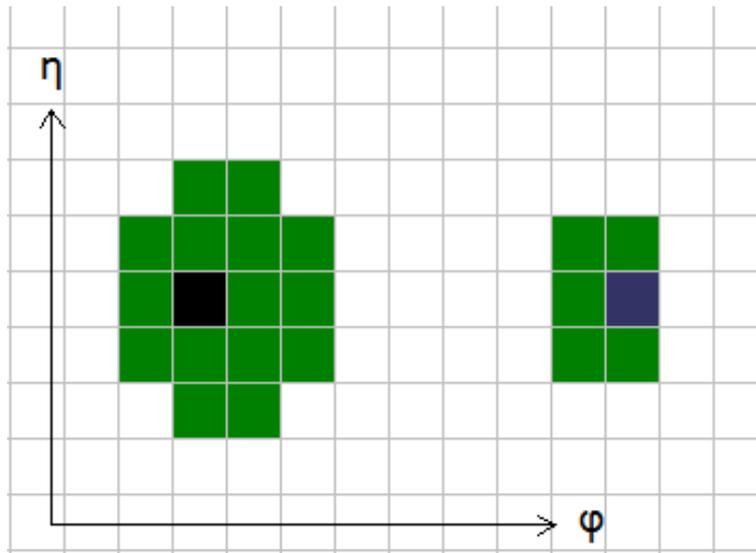


FIGURE 4.2 – Illustration de l’algorithme Hybrid utilisé dans le Tonneau. Le supercluster comprend l’ensemble des cristaux colorés compris dans deux clusters. Le cristal *seed* est en noir et le cristal le plus énergétique du second cluster est en bleu.

### Reconstruction des traces GSF

Un candidat électron est reconstruit lorsqu’une trace pointe dans la direction d’un supercluster et que l’impulsion de la trace est compatible avec l’énergie du supercluster.

Le point de départ d’une telle trace est une paire de coups dans les couches internes du trajectographe (détecteur à pixels et première couche avant arrière du détecteur à micro-pistes) qui pointe vers un supercluster dans l’ECAL. Un point compatible est recherché à la couche suivante à partir de l’extrapolation de la trajectoire. Si plusieurs points sont candidats, un test de  $\chi^2$  est effectué afin de sélectionner le meilleur. Si un point est trouvé, l’extrapolation de la trajectoire est recalculée en ajoutant ce point. La procédure est répétée jusqu’à atteindre l’extérieur du trajectographe ou quand aucun point compatible dans les deux couches suivantes n’est trouvé (la trace étant alors abandonnée). L’ajustement d’une trace sur les points qui la composent utilise habituellement un filtre de Kalman qui tient compte des pertes d’énergie suivant des distributions gaussiennes. Dans le cas d’une trace d’électron, les pertes d’énergie d’un électron (par émission d’un photon lors d’une interaction avec la matière) ne suivent pas une distribution gaussienne et une méthode plus sophistiquée doit être appliquée. La méthode utilisée est appelée "Gaussian Sum Filter" (GSF). Son principe de base est de modéliser les pertes d’énergie selon le modèle de Bethe-Heitler et d’approximer ces

pertes d'énergie par un mélange de plusieurs gaussiennes correspondant chacune à une fenêtre d'énergie transverse particulière du photon émis.

### Association d'une trace GSF et d'un supercluster

Lorsqu'une trace GSF a été reconstruite à partir d'un supercluster, une sélection de compatibilité est appliquée pour créer un candidat électron (électron GSF). Il s'agit de s'assurer que la trace pointe bien vers le supercluster. On demande donc que la trace extrapolée à l'entrée de l'ECAL en utilisant les paramètres de celle-ci au point d'interaction et en considérant une trajectoire hélicoïdale parfaite soit compatible avec la position du supercluster. Les conditions d'association d'une trace et d'un supercluster sont indiquées dans la table 4.1.

Coupure	Valeur
$ \Delta\eta_{in} $	$< 0,02$
$ \Delta\phi_{in} $	$< 0,15$
$H/E$	$< 0,1$

TABLE 4.1 – Conditions nécessaires à la formation d'un candidat électron à partir d'une trace et d'un supercluster.

Les variables  $\Delta\eta_{in}$  et  $\Delta\phi_{in}$  sont respectivement la différence de  $\eta$  et de  $\phi$  entre le supercluster et la trace. L'indice "in" indique que les variables de la trace sont calculées en utilisant uniquement les couches internes du trajectographe. Le fait d'extrapoler la trace à partir de la couche interne du trajectographe permet d'ignorer les déviations de la trajectoire de l'électron dues à l'interaction de l'électron dans les couches suivantes du trajectographe. La coupure  $H/E$  correspond au rapport entre l'énergie collectée dans le calorimètre hadronique dans un rayon  $\Delta R \equiv \sqrt{(\Delta\phi)^2 + (\Delta\eta)^2} = 0,15$  autour du centre du supercluster et l'énergie du supercluster. Cette coupure a pour but de rejeter les jets dans lesquels des  $\pi^0$  auraient été produits dans l'ECAL.

### Le système de déclenchement (trigger)

Lorsque le LHC aura atteint sa puissance maximale, la fréquence d'interaction à CMS sera de l'ordre du GHz. La plupart de ces événements sont inintéressants et de toute façon, leur enregistrement demanderait des ressources inaccessibles étant donné la grande quantité d'information collectée (1 Megabyte) par collision. C'est pourquoi, seules les collisions présentant des topologies intéressantes sont enregistrées grâce à un système de déclenchement appelé trigger. Il existe deux niveaux de triggers.

Le niveau 1 (L1) est matériel et effectué au sein de l'électronique de lecture des détecteurs. Le temps de décision doit être particulièrement court, de l'ordre la microseconde. Ceci exclut d'utiliser les informations provenant du trajectographe. Le taux maximal d'événements passant le niveau 1 est de 100 kHz. Le trigger de niveau 1 utilisé pour les électrons demande un dépôt minimum dans l'ECAL et une certaine isolation lorsque l'énergie transverse du dépôt est inférieur à 64 GeV.

Le second niveau, nommé High Level Trigger (HLT), est une sélection effectuée par un logiciel programmé sur une ferme de processeurs. Les différentes sélections du HLT utilisent des algorithmes plus complexes exploitant cette fois toutes les informations collectées par CMS, y compris celles provenant du trajectographe. Le taux maximal d'événement passant le HLT est limité à 100 Hz. Pour le groupe HEEP, pour une luminosité de  $10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , le trigger HLT demande un *cluster* d'énergie transverse supérieure à 10 GeV associé à au moins deux impacts dans le détecteur de pixels. Le seuil en énergie transverse sera doublé lorsque la luminosité instantanée atteindra  $10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ . Pour des luminosités plus importantes, les triggers HLT demanderont des énergies transverses plus élevées ou comprendront des coupures sur l'isolation et sur l'association entre la trace et le supercluster.

### 4.3 Les coupures HEEP

Les critères définissant les candidats électrons GSF ont pour objectif de reconstruire la plupart des électrons produits dans le détecteur. Les électrons peuvent être produits dans de nombreux processus et ces critères sont dès lors assez souples, ce qui engendre une contamination non négligeable du bruit de fond. L'introduction de coupures supplémentaires s'avère donc nécessaire lorsque l'on étudie un signal en particulier.

Les coupures HEEP sont optimisées pour sélectionner les électrons provenant de la désintégration d'un boson neutre à haute masse. Elles sont essentiellement de trois types : des coupures cinématiques, d'identification et d'isolation. Les variables actuelles de la sélection HEEP [25] sont détaillées par la suite et leurs valeurs sont reprises dans le tableau 4.2 pour les parties Tonneau et Bouchons.

#### Coupures cinématiques

Une propriété importante des électrons provenant de la désintégration d'une particule de haute masse est leur impulsion transverse élevée. Une impulsion transverse supérieure à 25 GeV est donc requise. Afin de s'assurer qu'une partie de la gerbe électromagnétique de l'électron n'est pas perdue dans la zone située entre le Tonneau et les Bouchons d'une part et que le supercluster puisse être

associé à une trace d'autre part, les superclusters doivent vérifier la condition  $|\eta| < 1,442$  ou  $1,56 < |\eta| < 2,5$ .

### Coups d'identification

Les conditions sur l'association de la trace avec un supercluster ( $\Delta\eta_{in}$  et  $\Delta\phi_{in}$ ) sont légèrement plus dures que celles requises pour un simple candidat électron GSF (voir tableau 4.1).

De plus, une coupure sur la forme de la gerbe est en outre imposée. En effet, un électron produit une gerbe peu étendue transversalement et l'on impose donc une largeur maximale à celle-ci. Dans le Tonneau, les variables  $E_{1\times5}/E_{5\times5}$  et  $E_{2\times5}/E_{5\times5}$  sont utilisées comme mesure de la largeur de la gerbe électromagnétique. La première est définie comme le rapport de l'énergie des cinq cristaux de la bande en  $\phi$  centrée sur le cristal le plus énergétique et l'énergie totale contenue dans le carré 5x5 centré sur ce même cristal. La seconde est similaire mais implique au numérateur les deux bandes en  $\phi$  les plus énergétiques.

Dans les Bouchons, la coupure utilise la variable  $\sigma_{i\eta i\eta}$  définie comme :

$$\sigma_{i\eta i\eta} = \frac{\sum_i^{5\times5} \omega_i (\eta_i - \bar{\eta}_{5\times5})}{\sum_i^{5\times5} \omega_i}$$

où la somme s'effectue sur les 25 cristaux du carré 5x5 centré sur le cristal le plus énergétique,  $\eta_i$  représente la distance en  $\eta$ , en nombre de cristaux, séparant le cristal du cristal central,  $\bar{\eta}_{5\times5}$  est la moyenne des  $\eta_i$  des cristaux pondérée par leur énergie et où  $\omega_i$  est donné par :

$$\omega_i = 4,2 + \ln(E_i/E_{5\times5})$$

### Coups d'isolation

Les électrons qui nous intéressent sont isolés, ils ne sont pas inclus dans un jet par exemple. Les coupures d'isolation ont donc pour but de discriminer ces électrons des jets.

Une coupure sur le rapport  $H/E$  plus sévère que pour un candidat électron GSF (voir tableau 4.1) est d'abord appliquée.

Ensuite, des coupures sur l'énergie transverse déposée dans l'ECAL et dans le HCAL autour du supercluster sont également appliquées. La variable  $EMI_{sol}$  correspond à l'énergie transverse déposée dans l'ECAL entre les cônes de rayon  $R = 0,3$  et de rayon égal à la largeur de trois cristaux, centrés sur la position du

supercluster. Une bande large de trois cristaux en  $\eta$  centrés sur le supercluster est également exclue dans le calcul de  $EMIsol$  afin de tenir compte des radiations de photons. Dans le HCAL, deux variables sont définies,  $HadD1Isol$  et  $HadD2Isol$ . Ces deux variables mesurent la somme de l'énergie transverse hadronique entre un cône de rayon  $R = 0,3$  et un cône de rayon  $R = 0,15$ , centrés sur la position du supercluster.  $D1$  fait référence à la partie Tonneau et aux premières segmentations longitudinales des Bouchons.  $D2$  fait référence à la dernière segmentation longitudinale des Bouchons. (voir description du HCAL 3.2.3). Les coupures appliquées sont fonction de l'énergie du supercluster : la taille transverse de la gerbe augmente avec l'énergie.

La dernière variable d'isolation utilisée,  $TrackIsol$ , mesure l'isolation dans le trajectographe. Il s'agit de la somme des  $P_t$  des traces de  $P_t > 0,7GeV$  se trouvant entre les cônes de rayon  $R = 0,3$  et  $R = 0,04$  centrés sur la trace du candidat électron. Ces traces doivent en outre pointer à moins de 2 mm du point correspondant à la distance minimale entre la trace du candidat électron et le point (0,0,0).

Les coupures d'isolation sont globalement plus fortes dans le Tonneau que dans les Bouchons, le bruit de fond y étant plus important.

<b>Coupures HEEP</b>		
Variable	Tonneau	Bouchons
$E_{tSC}$	$> 25GeV$	$> 25GeV$
$ \eta_{SC} $	$< 1,442$	$> 1,56$ et $< 2,5$
$\Delta\eta_{in}$	$< 0,005$	$< 0,007$
$\Delta\phi_{in}$	$< 0,09$	$< 0,09$
$H/E$	$< 0,05$	$< 0,05$
$\sigma_{i\eta i\eta}$	/	$< 0,03$
$E_{2\times 5}/E_{5\times 5}$	$> 0,94$ ou $E_{2\times 5}/E_{5\times 5} > 0,83$	/
$EMIsol + HadD1Isol$ (GeV)	$< 2 + 0,03.E_{tSC}$	$< 2,5$ si $E_{tSC} < 50$ $< 1 + 0,03.E_{tSC}$ sinon
$HadD2Isol$ (GeV)	/	$< 0,5$
$TrackIsol$	$< 7,5$	$< 15$

TABLE 4.2 – Ensemble des coupures constituant la sélection HEEP. Certaines variables diffèrent pour le Tonneau et les Bouchons.

## 4.4 Sélection des événements

Pour qu'un événement soit sélectionné, il devra contenir deux candidats électrons GSF passant les coupures HEEP. Les superclusters associés devront se trouver dans la région  $|\eta| < 1,442$  ou  $1,560 < |\eta| < 2,5$  et ce, afin d'éviter qu'une partie de la gerbe électromagnétique ne soit localisée dans la région non couverte par le calorimètre électromagnétique. Lorsque l'on traite des données simulées, une condition supplémentaire s'impose : il faut bien entendu que l'événement ait été enregistré. Il faut donc demander qu'au moins un des candidats électrons passent l'un des triggers L1 considérés ainsi que le trigger HLT. En toute rigueur, le trigger peut être déclenché par un autre objet de l'événement mais ceci se produit très peu souvent.

# Chapitre 5

## Estimation de l'efficacité de sélection des électrons à partir des données

La mesure de la section efficace du processus de Drell-Yan nécessite la connaissance des efficacités des différentes étapes de reconstruction des électrons mentionnées au chapitre précédent. Dans ce chapitre, nous présentons et développons une méthode, nommée "Tag and Probe", permettant d'estimer plusieurs de ces efficacités, notamment celle des coupures HEEP, directement à partir des données. La mesure des efficacités sur les données et non sur des échantillons simulés par Monte Carlo permet de s'affranchir des erreurs systématiques induites par ces derniers.

Avant d'être appliquée à haute énergie, la méthode doit d'abord être validée dans la gamme d'énergie déjà explorée par le passé. La première étape consiste donc à l'appliquer au pic du boson Z, où la statistique est importante. Dès les premiers mois de démarrage du LHC, suffisamment d'événements seront enregistrés au pic du Z pour permettre une application de la méthode sur les données. Ce chapitre est consacré à l'étude de la méthode sur des fichiers simulés par Monte Carlo.

### 5.1 Méthode "Tag and Probe"

#### 5.1.1 Principe de la méthode

La méthode "Tag and Probe" s'applique à toute une catégorie d'objets produits par paires. Dans le présent travail, il s'agit d'une paire d'électrons mais elle peut également s'appliquer à une paire de photons provenant d'un  $\pi^0$ , une paire de W provenant de la désintégration d'un Higgs,...

Le principe consiste à appliquer des critères de sélection très forts sur l'un des objets, dénommé *Tag*, de façon à s'assurer que la paire considérée est bien ce que l'on souhaite. L'efficacité est alors calculée sur l'autre objet, le *Probe*, sélectionné de façon moins drastique. Si les deux objets passent les critères *Tag*, chacun d'entre eux joue successivement le rôle du *Tag* et l'efficacité est mesurée sur l'autre.

Montrons que cette méthode donne bien l'efficacité par objet. Pour fixer les idées, considérons  $N$  événements engendrant une paire diélectron dans l'état final. Les électrons peuvent passer les critères *Tag* (T) ou non (P). On souhaite mesurer l'efficacité  $\epsilon$  d'un critère particulier.

- Soit  $\omega$  la probabilité pour un électron d'être un *Tag*.
- Soit  $\alpha$  la probabilité pour un électron T de passer le critère étudié.
- Soit  $\beta$  la probabilité pour un électron P de passer le critère étudié.

Les  $N$  événements se répartissent comme suit :

$$\begin{aligned} \text{TT} \quad N\omega^2 &\equiv N_{TT} \\ \text{TP} \quad N\omega(1-\omega) &\equiv N_{TP}/2 \\ \text{PT} \quad N\omega(1-\omega) &\equiv N_{TP}/2 \\ \text{PP} \quad N(1-\omega)^2 &\equiv N_{PP} \end{aligned}$$

Il y a donc :

$$\begin{aligned} n_p &\equiv 2N(1-\omega)^2 + 2N\omega(1-\omega) \text{ électrons P.} \\ n_t &\equiv 2N\omega^2 + 2N\omega(1-\omega) \text{ électrons T.} \end{aligned}$$

Si l'on définit l'efficacité du critère étudié comme le rapport du nombre d'électrons P et T passant ce critère sur le nombre total d'électrons, on trouve :

$$\epsilon = \frac{n_p\beta + n_t\alpha}{n_p + n_t} = \alpha\omega + \beta(1-\omega)$$

La méthode *Tag and Probe* consiste à se restreindre aux événements contenant au moins un électron T et à étudier l'efficacité du critère sur l'autre électron de la paire. Dans le cas d'une paire TP ou PT, c'est donc sur le *Probe* qu'est étudié le critère. Dans le cas d'une paire TT, on étudie le critère successivement sur chacun des *Tags*. On est dès lors amené à effectuer le rapport suivant :

$$\frac{2N_{TT}\alpha + N_{TP}\beta}{2N_{TT} + N_{TP}} = \frac{2N\omega^2\alpha + 2N\omega(1-\omega)\beta}{2N\omega^2 + 2N\omega(1-\omega)} = \alpha\omega + \beta(1-\omega)$$

On retrouve bien la quantité précédente. Notons que ce calcul suppose qu'il n'y a pas de corrélation entre les deux électrons de l'événement. Cette hypothèse devra être vérifiée par la suite. Dans notre analyse, les critères *Tag* comprendront toujours les critères étudiés, on a donc  $\alpha = 1$ .

L'erreur statistique sur l'efficacité doit également être déterminée. Un estimateur de l'efficacité est donné par :

$$\epsilon = \frac{2N_{TT} + N_{T[P]}}{2N_{TT} + N_{T[P]} + N_{T(P)}}$$

où  $N_{T[P]}$  et  $N_{T(P)}$  sont le nombre de paires TP pour lesquelles l'électron P passe les coupures ou ne les passe pas.

Une borne inférieure de l'erreur statistique est donnée par la racine de la variance d'une binomiale :  $(1 - \epsilon)\epsilon / (2N_{TT} + N_{T[P]} + N_{T(P)})$ . Néanmoins, comme certains événements sont comptés deux fois, on s'attend à une erreur plus importante. Lorsque l'on considère l'application de la méthode sur des données, N est inconnu mais la somme  $N_{TT} + N_{T[P]} + N_{T(P)}$  est fixée. L'erreur exacte se calcule donc en considérant des erreurs binomiales sur deux des trois termes  $N_{TT}$ ,  $N_{T[P]}$ ,  $N_{T(P)}$  et en exprimant le troisième en fonction des deux autres. Nous pouvons obtenir une borne supérieure à cette erreur en considérant  $N_{TT}$ ,  $N_{T[P]}$  et  $N_{T(P)}$  indépendants et des erreurs poissonniennes sur chacun de ces termes (cf [26]). En effectuant la propagation des erreurs, l'erreur statistique sur l'efficacité,  $\delta\epsilon$ , devient :

$$(\delta\epsilon)^2 = \frac{\epsilon(1 - \epsilon)}{2N_{TT} + N_{T[P]} + N_{T(P)}} (1 + (1 - \epsilon)f_{TT})$$

où  $f_{TT} \equiv (2N_{TT}) / (2N_{TT} + N_{T[P]})$ .

Le facteur supplémentaire par rapport à la variance de la binomiale varie entre 1 et  $(2 - \epsilon)$  lorsque  $f_{TT}$  varie entre 0 et 1 et dans un cas extrême, l'erreur statistique est multipliée par  $\sqrt{2}$ . Néanmoins, les efficacités étudiées dans notre analyse seront proches de 1. Le facteur de correction est donc au maximum de quelques pourcents : 5% pour une efficacité de 95 % si  $f_{TT} = 1$ . De plus ce calcul donne une borne supérieure de l'erreur.

Par la suite, nous nous contenterons donc d'utiliser comme erreur statistique la racine carrée de la variance binomiale.

### 5.1.2 Efficacités étudiées et implémentation

Nous nous intéresserons à trois efficacités distinctes pour des électrons issus du processus de Drell-Yan :

- $\epsilon_{GSF}$  : Probabilité pour un supercluster avec une énergie transverse ( $E_t$ ) > 30 GeV de créer un GSF.
- $\epsilon_{HEEP}$  : Probabilité pour un GSF créé à partir d'un supercluster avec  $E_t > 30$  GeV de passer les coupures HEEP.

- $\epsilon_{HLT}$  : Probabilité pour un GSF créé à partir d'un supercluster avec  $E_t > 30$  GeV et passant les coupures HEEP de déclencher le HLT et le trigger L1.

Pour chacune de ces efficacités, le Tag est un GSF passant les coupures HEEP, dont le supercluster vérifie  $E_t > 30$  GeV, et déclenchant le HLT. Quatre collections de Probes sont construites :

1. un supercluster avec  $E_t > 30$  GeV.
2. un GSF comprenant un supercluster avec  $E_t > 30$  GeV.
3. un GSF comprenant un supercluster avec  $E_t > 30$  GeV et passant les coupures HEEP.
4. un GSF comprenant un supercluster avec  $E_t > 30$  GeV, passant les coupures HEEP et déclenchant le HLT.

Chaque catégorie de Probe est incluse dans la précédente et l'efficacité GSF, par exemple, se mesure en effectuant le rapport du nombre de paires où le Probe est de type 2. sur le nombre de paires où le Probe est de type 1. En pratique, pour mesurer ces efficacités, nous avons adapté le code de la méthode Tag and Probe déjà existant dans le cadre du logiciel de simulation de CMS, CMSSW. Afin de s'appliquer à une large catégorie d'objets, ce programme repose sur une classe générique, appelée Candidate, et dont héritent les classes des objets reconstruits comme les muons, les électrons, les superclusters,... Ceci permet d'appliquer le programme à un vaste ensemble de particules produites par paires.

Le code se divise en deux parties : la formation des paires Tag et Probe et leur analyse (comprenant notamment les calculs d'efficacité).

Pour former les paires, l'utilisateur doit préciser les collections de Tag et de Probe qu'il souhaite utiliser, celles-ci devant hériter de la classe Candidate. Les collections des électrons GSF et des superclusters existent par défaut mais pas celles correspondant aux électrons GSF passant les coupures HEEP. Nous avons donc implémenté deux collections : celle des électrons GSF passant les coupures HEEP et celle des électrons GSF passant les coupures HEEP et déclenchant le trigger (L1 et HLT). Une fois les collections Tag et Probe spécifiées, les Tags et les Probes sont associés pour former des paires. Il existe plusieurs options lors de la formation des paires. On peut par exemple demander que le Probe et le Tag soient de signe de la charge opposé ou imposer une fenêtre en masse invariante.

La particularité du programme est de permettre l'enregistrement sur disque de toutes les paires ainsi créées, selon le format standard des données utilisé par CMS. Ceci permet éventuellement de publier des paires sur la grille de calcul du

GRID et de les rendre accessibles et lisibles à toute la collaboration CMS. Cela permet aussi de traiter de nouvelles données avec les plus anciennes sans devoir reproduire les paires déjà enregistrées.

L'analyse des paires et la mesure des efficacités s'effectuent avec un second programme qui traite les paires écrites sur disque. Ceci permet d'éviter d'avoir à recréer les paires chaque fois que l'on souhaite modifier l'analyse. Il est par exemple dès lors aisé d'ajouter des critères de sélection sur le Tag ou sur la paire, à condition que les variables sur lesquelles on souhaite couper soient stockées avec les paires. Cette séparation des tâches permet de gagner un facteur 10 en temps de calcul pour l'analyse par rapport à la création des paires.

Nous avons évoqué la sélection des Probes lors de l'association aux Tags. Par défaut, le programme ne considère que les paires de charges opposées, ce qui n'a pas de sens lorsque le Probe est un supercluster. De plus, il peut arriver que plusieurs Probes soient présents pour un Tag. Notons tout d'abord que le Tag est lui-même un Probe. Pour éviter de l'associer avec lui-même dans une paire, il est demandé que les deux électrons ne soient pas trop proches. On définit la variable  $\Delta R = \sqrt{(\Delta\phi)^2 + (\Delta\eta)^2}$  (où  $\Delta\eta$  et  $\Delta\phi$  sont les différences de coordonnées  $\eta$  et  $\phi$  du Tag et du Probe) et l'on demande  $\Delta R > 0.2$ . A priori, la condition  $\Delta R > 0$  est suffisante mais il arrive qu'un électron engendre la reconstruction de deux traces légèrement distinctes dans le trajectographe. Ceci se produit lorsque l'électron émet un photon qui se convertit en une paire. Les électrons ainsi produits peuvent alors créer une nouvelle trace, proche de la trace initiale.

Le cas où l'événement comprend plus d'un candidat Probe peut se produire, par exemple lors d'un processus de Drell-Yan dans lequel un quark émet un gluon de grande impulsion transverse qui engendre un jet déposant une partie de son énergie dans le calorimètre électromagnétique. Différentes options existent pour sélectionner le Probe, comme choisir la paire dont la masse invariante est la plus proche de la masse du Z ou choisir le candidat avec la plus grande impulsion transverse. La première est spécifique au pic du Z et dans l'optique d'une analyse à plus haute masse, nous ne l'avons pas retenue. La seconde pourrait entraîner un biais dans l'efficacité si le Probe choisi n'est pas le second électron de la paire (nous discutons ce point plus loin). Il a donc été choisi de rejeter les événements pour lesquels plus d'un Probe était présent. Ce choix n'entraîne qu'une faible perte de statistique (1,5 %).

### 5.1.3 Simulations utilisées

Dans ce travail, nous avons utilisé des données simulées à partir de Monte Carlo, produites en octobre 2009. Les données sont simulées à partir de sections

efficaces théoriques calculées au premier ordre. L'énergie dans le centre de masse des protons est de 10 TeV. Il faut noter qu'en toute rigueur, les ordres supérieurs auraient dû être pris en compte. Habituellement, ceci s'effectue en pondérant les événements du premier ordre par un facteur multiplicatif ("K-factor") spécifique à chaque processus. Une description détaillée des fichiers utilisés est disponible sur le site internet indiqué dans la référence [27]. Les données étudiées contiennent des événements provenant du processus de Drell-Yan ainsi que de l'ensemble des bruits de fond repris dans la liste établie dans la section 2.5. Pour éviter que la production des fichiers ne prenne trop de temps de calcul, seuls les événements satisfaisant les conditions suivantes ont été retenus :

- Présence d'au moins un supercluster d'énergie transverse supérieure à 30 GeV.
- H/E de ce supercluster  $< 0,05$ .
- L'événement doit passer les triggers (le HLT utilisé demande une paire de coups dans le détecteur à pixels pointant vers un des superclusters).

Les différents processus étudiés, le nombre d'événements générés passant les conditions ci-dessus ainsi que la luminosité intégrée correspondante sont repris dans le tableau 5.1. Les événements QCD sont scindés en quatre échantillons. Deux d'entre eux contiennent au moins un jet contenant un électron provenant de la désintégration d'un hadron contenant un quark b ou c (QCD jet + b,c). Les deux autres (QCD di-jet) reprennent l'ensemble de tous les autres processus di-jets. Au sein d'une même catégorie, les échantillons sont séparés selon la variable  $\hat{P}_t$  qui est définie, pour des processus  $parton - parton \rightarrow parton - parton$ , comme l'impulsion transverse des partons sortants, calculée par rapport à l'axe de la collision dans le référentiel du centre de masse. Les échantillons 1 correspondent à  $\hat{P}_t$  compris entre 30 et 80 GeV et les échantillons 2 à  $\hat{P}_t$  compris entre 80 et 170 GeV.

## 5.2 Application de la méthode aux événements Drell-Yan

### 5.2.1 Résultats nominaux

Dans un premier temps, nous avons appliqué la méthode uniquement aux événements du processus de Drell-Yan. Pour vérifier que la méthode Tag and Probe décrite ci-dessus peut effectivement être utilisée pour mesurer les efficacités à partir des données, nous l'avons validée en comparant les résultats obtenus par la méthode Tag and Probe avec ceux obtenus à partir des informations "vraies" fournies par le Monte Carlo.

Processus	Nombre d'événements	Luminosité (pb <sup>-1</sup> )
Drell-Yan M>20	9513	13,8
Photon + jet Pt>15	7005	3,7
W+ jet	49984	12,3
QCD di-jet 1	277868	8,2
QCD di-jet 2	207919	20,1
QCD jet + b,c 1	28598	8,5
QCD jet + b,c 2	76312	45,5
<i>t</i> <i>t</i>	901	21,8

TABLE 5.1 – Nombre d'événements générés et luminosité intégrée correspondante pour les différents processus étudiés dans le cadre de la méthode Tag and Probe.

Pour extraire l'efficacité "vraie", nous avons considéré tous les superclusters de l'échantillon avec  $E_t > 30\text{GeV}$  compatibles avec l'électron ou le positron généré, la condition de compatibilité étant que la distance  $\Delta R \equiv \sqrt{(\Delta\phi)^2 + (\Delta\eta)^2}$  entre le supercluster et l'électron généré soit inférieur à 0,2. Ces superclusters forment un ensemble pur de Probes à partir desquels peuvent être calculées les efficacités en regardant la fraction d'entre eux qui passe le critère étudié. Les deux premières lignes du tableau 5.2 comparent les résultats obtenus de cette façon, nommés "efficacités Monte Carlo", à ceux obtenus en appliquant la méthode Tag and Probe pour les trois efficacités  $\epsilon_{GSF}$ ,  $\epsilon_{HEEP}$  et  $\epsilon_{HLT}$ . Les erreurs statistiques (erreurs binomiales) sont également indiquées. Ces erreurs doivent être manipulées avec précaution. En effet, les deux méthodes n'utilisent pas des échantillons disjoints. Tous les événements comprenant deux électrons générés reconstruits comme GSF passant les coupures HEEP et HLT font, par exemple, partie des deux échantillons.

	$\epsilon_{GSF}$	$\epsilon_{HEEP}$	$\epsilon_{HLT}$
Eff. Monte Carlo	97,1 ± 0,1%(13507/13905)	93,7 ± 0,2%	99,4 ± 0,1%
Eff. T&P	95,7 ± 0,2%(7921/8276)	93,2 ± 0,3%	99,1 ± 0,1%
Eff. T&P corrigée.	97,2 ± 0,2%(7903/8129)	93,4 ± 0,3%	99,1 ± 0,1%

TABLE 5.2 – Mesure de  $\epsilon_{GSF}$ ,  $\epsilon_{HEEP}$ ,  $\epsilon_{HLT}$ . La première ligne correspond aux résultats Monte Carlo, la seconde en appliquant la méthode Tag and Probe. La dernière ligne donne le résultat par la méthode Tag and Probe après avoir soustrait les faux électrons (voir section 5.2.2).

Pour chacune des trois efficacités considérées, on observe un désaccord significatif entre l'efficacité Monte Carlo et l'efficacité Tag and Probe. Nous discutons

l'origine de ces désaccords dans la section suivante.

Nous avons aussi étudié la stabilité des efficacités en fonction de l'énergie transverse du supercluster,  $E_t$ , (figure 5.1), de la pseudorapidité (figure 5.2) et de l'angle azimutal (figure 5.3). Les efficacités n'affichent pas de dépendance importante en  $E_t$  pour  $E_t > 35\text{GeV}$ . Dans les Bouchons, comme l'indiquent les barres d'erreur, la statistique est faible pour  $E_t > 60\text{GeV}$  pour un échantillon d'événements Drell-Yan correspondant à  $13,8\text{ pb}^{-1}$ . Malgré la statistique limitée, on observe une efficacité GSF légèrement supérieure dans le Tonneau (96,6 %) à celle dans les Bouchons (93,5%).

## 5.2.2 Effet des jets de recul sur les efficacités calculées

La différence notée dans le tableau 5.2 entre les efficacités GSF des deux premières lignes s'explique par le fait que dans certains cas, le probe est un supercluster dû à un jet d'impulsion transverse supérieure à 30 GeV. Un jet est créé lors d'une radiation de gluon dans l'état initial du processus  $q\bar{q} \rightarrow e^+e^-$ . L'émission d'un gluon entraîne que le boson Z intermédiaire est boosté transversalement. Ce boost va se répercuter aux électrons et, en moyenne, l'un d'entre eux verra son impulsion transverse augmenter alors que l'autre verra la sienne diminuer. Il arrive donc que l'électron perdant de l'impulsion transverse engendre un supercluster d'énergie transverse inférieure à 30 GeV qui ne passe donc pas la sélection Probe. Le supercluster du jet peut en revanche passer cette sélection et former une paire Tag et Probe avec le second électron de l'événement. L'efficacité d'engendrer un GSF pour un supercluster provenant d'un jet est inférieure à celle des superclusters provenant d'électrons, ce qui provoque une baisse de l'efficacité mesurée par la méthode Tag and Probe.

Les figures 5.4 et 5.5 illustrent cette discussion. La première montre l'impulsion transverse du boson Z généré lorsque le Tag et le Probe sont associés aux électrons générés (figure de gauche) et lorsqu'au moins l'un des deux (le Probe en général) ne l'est pas (figure de droite). Alors que le Z est au repos dans le plan transverse dans le premier cas, il est en revanche fortement boosté dans le second. La seconde figure montre les impulsions des deux électrons générés dans le cas où ceux-ci forment la paire Tag and Probe (figure de gauche) et dans le cas où l'un d'eux ne fait pas partie de la paire (figure de droite). Dans le second cas, on constate bien que près de la moitié des électrons ont une impulsion transverse sous le seuil minimal des 30 GeV.

Pour rejeter les événements comprenant un jet, nous avons considéré seulement les superclusters situés à moins de  $\Delta R = 0.2$  d'un électron généré. L'efficacité Tag and Probe corrigée, obtenue avec cette condition supplémentaire, est

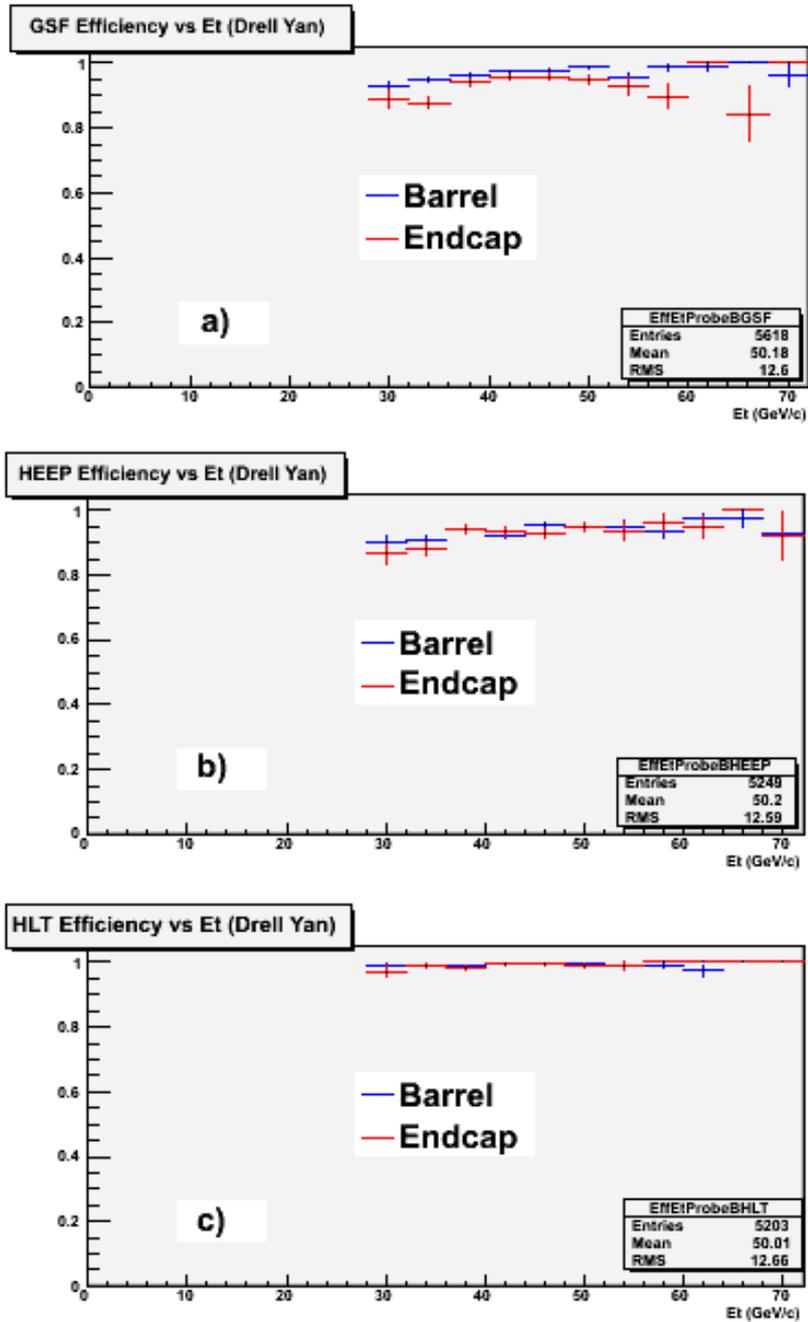


FIGURE 5.1 – Efficacités en fonction de  $E_t$  obtenues par la méthode Tag and Probe, dans la partie Tonneau (bleu) et dans les Bouchons (rouge).

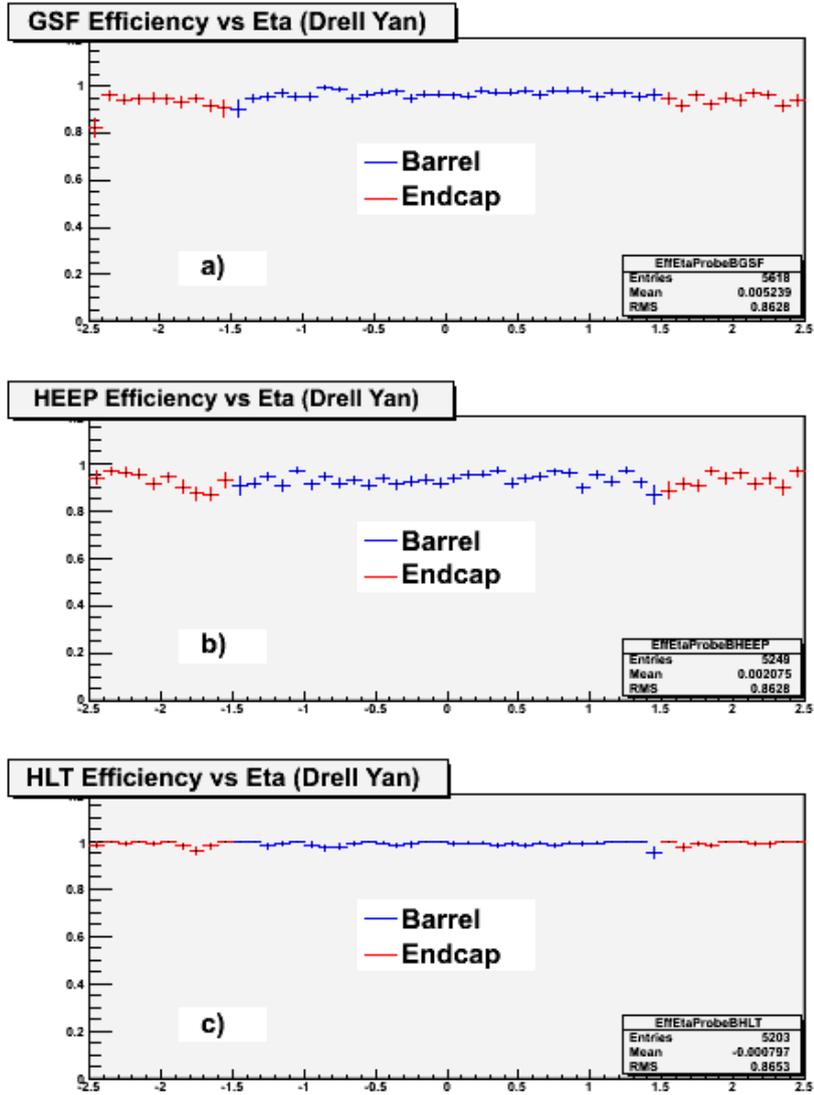


FIGURE 5.2 – Efficacités en fonction de  $\eta$  obtenues par la méthode Tag and Probe, dans la partie Tonneau (bleu) et dans les Bouchons (rouge).

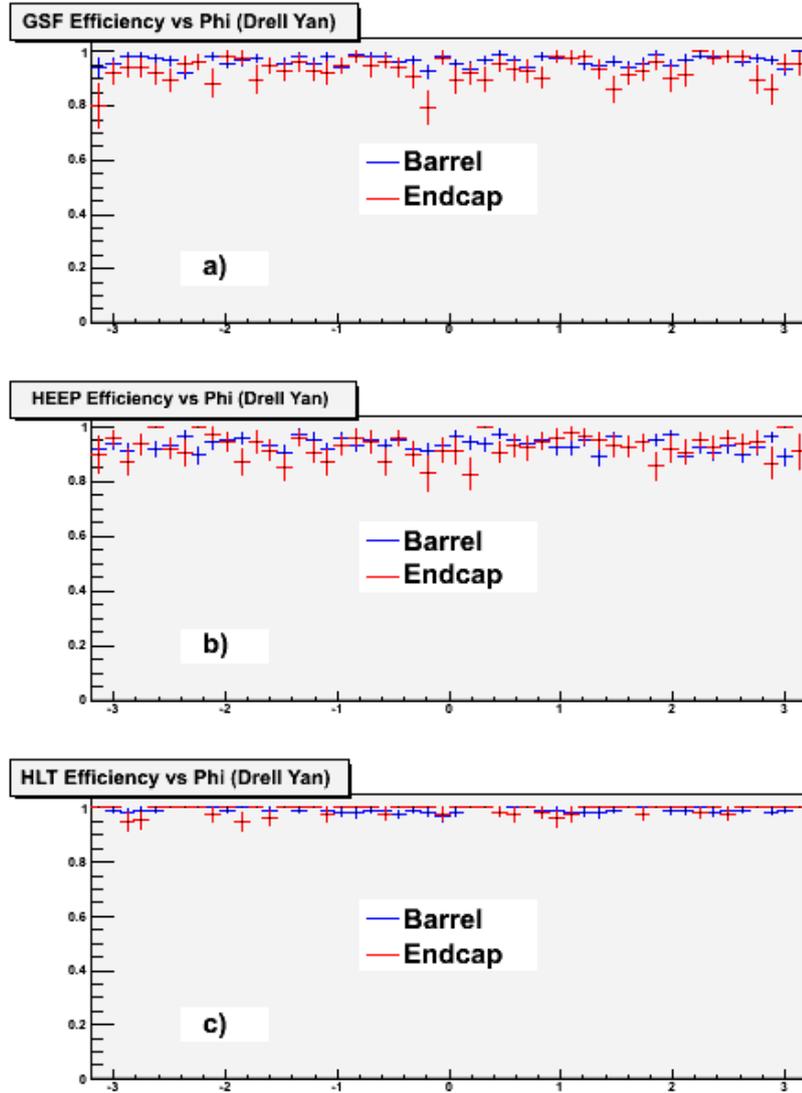


FIGURE 5.3 – Efficacités en fonction de  $\phi$  obtenues par la méthode Tag and Probe, dans la partie Tonneau (bleu) et dans les Bouchons (rouge).

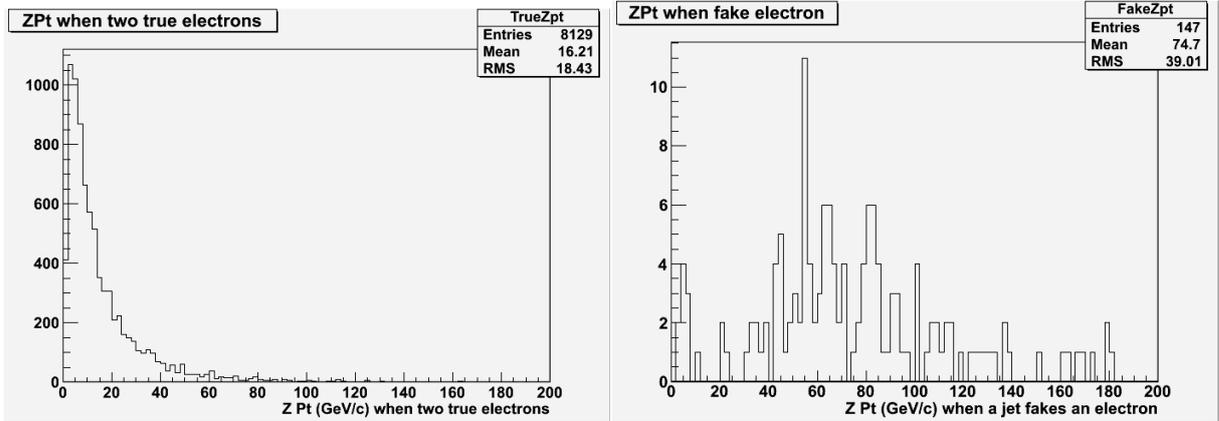


FIGURE 5.4 – Impulsion transverse du boson Z lorsque les deux électrons générés forment la paire Tag and Probe (à gauche) et lorsque le Tag ou le Probe n’est pas un électron généré (à droite).

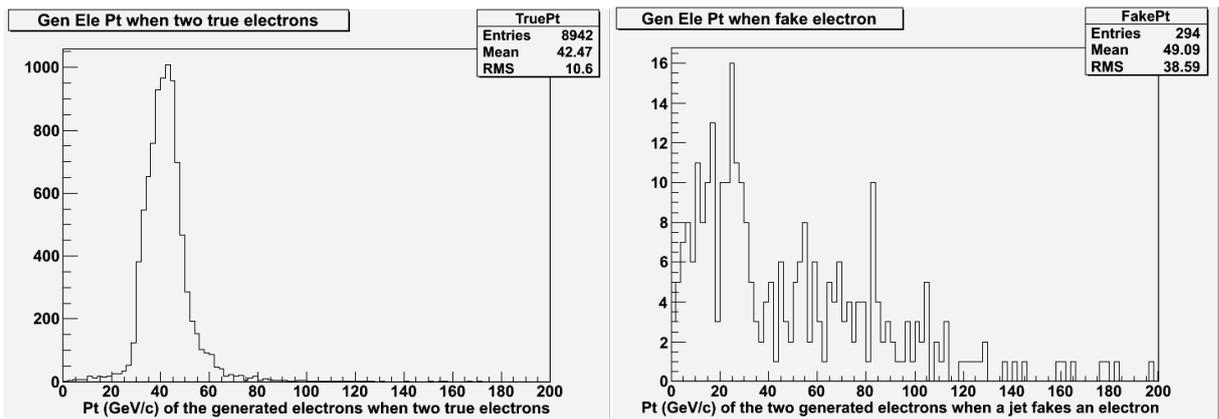


FIGURE 5.5 – Impulsion transverse des électrons générés lorsque les deux électrons générés forment la paire Tag and Probe (à gauche) et lorsque le Tag ou le Probe n’est pas un électron généré (à droite).

donnée dans la dernière ligne du tableau 5.2 pour  $\epsilon_{GSF}$ ,  $\epsilon_{HEEP}$ ,  $\epsilon_{HLT}$ . Celle-ci est en accord avec l’efficacité Monte Carlo pour  $\epsilon_{GSF}$ .

Cependant, pour les efficacités HEEP et HLT, un désaccord est toujours présent. Celui-ci ne peut être directement décelé à partir du tableau 5.2 mais est mis en évidence lorsque l’on compare les efficacités Monte Carlo à celles des électrons n’appartenant pas à une paire Tag et Probe. Les efficacités sont alors plus importantes dans ce second échantillon. Par exemple, la valeur de l’efficacité HLT sur ce second échantillon s’élève à 99,8%. Ceci peut s’expliquer par la façon dont sont filtrés les événements des fichiers que nous utilisons (voir section 5.1.3). Ces

événements possèdent toujours au moins un supercluster de  $E_t > 30$  GeV qui a déclenché le HLT et qui possède un rapport  $H/E < 0,05$ . Dans le cas où un seul électron est reconstruit dans l'événement (l'autre étant par exemple émis trop près du tube à vide que pour être détecté), il déclenche toujours le HLT et passe d'office la coupure HEEP sur le H/E. Tous ces événements font partie du second échantillon. Les efficacités mesurées avec le second échantillon seront donc plus importantes que celles mesurées avec le premier. Les efficacités Monte Carlo HEEP et HLT sont donc surestimées.

Finalement, les résultats des efficacités Tag and Probe corrigées ont été comparés avec l'efficacité Monte Carlo calculée à partir d'autres fichiers par d'autres personnes au sein du groupe HEEP utilisant d'autres fichiers et se sont révélés concordants [28].

### 5.2.3 Choix du signe du Probe

Pour vérifier qu'il n'y a pas de biais de la méthode lié à la charge, les efficacités pour les électrons et positrons ont également été calculées séparément. Au pic du Z, ce qui est notre cas, l'asymétrie avant-arrière est presque nulle et aucune différence entre les deux efficacités n'est prévue.

Nous avons fixé le signe de la charge du Tag et demandé au Probe d'être de charge opposée. Il arrive en effet que les deux électrons soient reconstruits avec la même charge (cela représente quelques pourcents des événements au pic du Z, davantage à plus haute masse où les trajectoires sont moins courbées). Ceci assure en outre que les échantillons Tag et Probe sont disjoints. Cette contrainte n'a évidemment pas de sens lorsque le Probe est un supercluster et nous n'avons donc étudié que les efficacités HEEP et HLT. L'efficacité est simplement estimée par :

$$\epsilon = \frac{N_{T[P]}}{N_{T[P]} + N_{T(P)}}$$

puisque  $N_{TT}$  est nul. L'erreur est ici une vraie erreur binomiale.

Les résultats, repris dans le tableau 5.3, indique des efficacités similaires pour les électrons et les positrons.

Pour l'efficacité HLT, les Probes d'un des deux échantillons qui passent le critère HLT sont les Tags de l'autre échantillon. Il est donc attendu que le numérateur de la seconde colonne (3485) soit le même pour les deux charges.

$\epsilon_{HEEP}$	$\epsilon_{HLT}$
93, 3%(3513/3766)	99, 2%(3485/3513)
93, 4%(3514/3762)	99, 2%(3485/3514)

TABLE 5.3 – Efficacité HEEP et HLT pour un Tag de signe négatif et un Probe de signe positif (première ligne) et pour un Tag de signe positif et un Probe de signe négatif (seconde ligne)

## 5.2.4 Cas des événements avec plusieurs Probes

Nous avons évoqué précédemment l'éventuel problème lié au choix du Probe lorsque plus d'un Probe est présent dans l'événement. Ce cas de figure se présente lorsqu'un jet provenant d'un gluon radié par l'un des quarks engendrant le boson Z est présent dans l'événement. Jusqu'à présent, nous ne considérons pas de tels événements. Nous considérons ici uniquement les événements avec plus d'un Probe et sélectionnons celui affichant la plus grande impulsion transverse pour former la paire. Le tableau 5.4 indique les résultats obtenus pour chacune des efficacités étudiées et les nombres de paires, pour une luminosité intégrée de  $13,8 \text{ pb}^{-1}$ . L'erreur sur les efficacités est importante à cause de la faible statistique.

$\epsilon_{GSF}$	$\epsilon_{HEEP}$	$\epsilon_{HLT}$
93, 1% $\pm$ 2, 2%(122/131)	92, 6% $\pm$ 2, 4%(113/122)	99, 1% $\pm$ 0, 9%112/113

TABLE 5.4 – Efficacités mesurées par la méthode Tag and Probe sur un échantillon d'événements Drell-Yan ( $M > 40$ ) correspondant à une luminosité de  $13,8 \text{ pb}^{-1}$ . Seuls les événements avec plus d'un Probe par Tag sont considérés. Le Probe choisi est celui possédant la plus grande impulsion transverse.

Ces efficacités doivent être comparées avec ceux de la troisième ligne de la table 5.2. Les efficacités HEEP et HLT sont compatibles avec les précédents résultats. L'efficacité GSF est en revanche un peu plus basse. Il peut s'agir d'une fluctuation statistique ou d'un biais dû au cas où le supercluster du jet possède plus d'impulsion transverse qu'un des électrons de l'événement. Nous avons finalement choisi de ne pas garder de tels événements dans la suite du travail. La perte statistique engendrée par ce choix est faible : environ 1,5 % du nombre total d'événements (une centaine de paires sur environ 8000).

## 5.3 Bruits de fond non Drell-Yan

Lorsque nous mesurons une efficacité, une éventuelle contamination de l'échantillon de Probes par le bruit de fond peut affecter la mesure. Le niveau de contamination dépend de la sélection du Tag et surtout du Probe considéré. Dans cette section, on cherchera à établir les coupures de sélection des échantillons Tag et Probe permettant de minimiser la présence de bruits de fond.

### 5.3.1 Contamination des échantillons

La figure 5.6 présente le spectre en masse invariante des paires Tag et Probe pour le signal et les bruits de fonds que nous avons décrits au chapitre 2, lorsque le Probe est un supercluster (a), un électron GSF (b), un électron GSF passant les coupures HEEP (c), et un électron GSF passant les coupures HEEP et déclenchant le HLT (d). Les événements ont été simulés et présélectionnés comme dans la section précédente. Ils sont normalisés à une luminosité intégrée de  $10 \text{ pb}^{-1}$ .

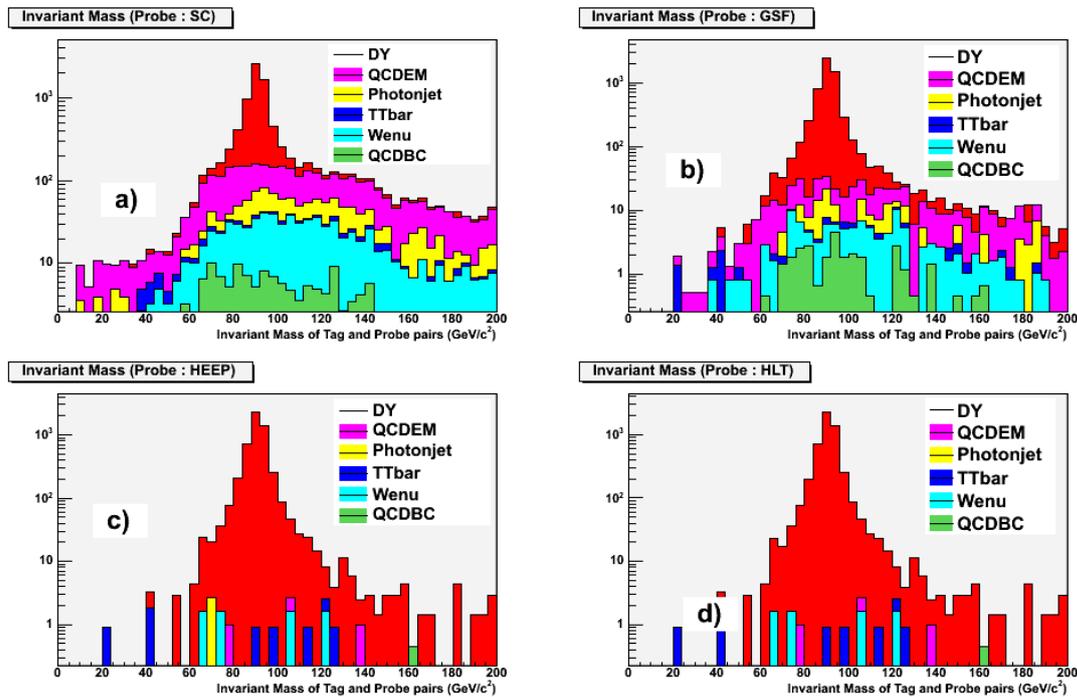


FIGURE 5.6 – Spectre de masse invariante des paires Tag et Probe pour un signal Drell-Yan et des bruits de fond simulés à 10 TeV. La luminosité intégrée correspond à  $10 \text{ pb}^{-1}$ . Les quatre graphiques correspondent chacun à un Probe particulier.

Les tableaux 5.5 et 5.6 donnent le nombre de paires Tag-Probe pour chaque processus, correspondant à une luminosité de  $10 \text{ pb}^{-1}$  et pour les quatre types de Probes. La partie inférieure montre les efficacités  $\epsilon_{GSF}$ ,  $\epsilon_{HEEP}$  et  $\epsilon_{HLT}$  pour le Drell-Yan seulement et pour un échantillon contenant le Drell-Yan et tous les bruits de fond.

Processus	Tonneau			
	Tag + SC	Tag + GSF	Tag + HEEP	Tag + HLT
Drell-Yan $M > 20$	4212	4071	3804	3770
QCD di jet 1	685	146	0	0
QCD di jet 2	810	106	0	0
Photon + Jet $Pt > 15$	327	51	0	0
$t\bar{t}$	69	18	7	7
W+ Jet	459	64	7	7
QCD jet +b,c 1	48	18	0	0
QCD jet+b,c 2	55	11	0	0
	Eff GSF	Eff HEEP	Eff HLT	
Drell-Yan	96,6 %	93,4 %	99,1 %	
Drell-Yan + BG	67,3 %	85,1%	99,1 %	

TABLE 5.5 – Nombre de paires Tag et Probe (où le Probe est dans le Tonneau) pour le Drell-Yan et chacun des bruits de fond. Les chiffres correspondent à une luminosité de  $10 \text{ pb}^{-1}$ . La seconde partie du tableau donne les efficacités pour le Drell-Yan seul et pour le Drell-Yan mélangé aux bruits de fond.

On constate que, dans le Tonneau comme dans les Bouchons, la contamination du signal est loin d'être négligeable. Dans les Bouchons, pour les paires dont le Probe est un supercluster, près d'une paire sur deux ne provient pas des événements de Drell-Yan. Les efficacités GSF et HEEP sont fortement affectées par le bruit de fond. L'efficacité GSF est sousestimée de 30 % dans le Tonneau et de 40% dans les Bouchons. L'efficacité HEEP est quant à elle sousestimée de 10 % dans les deux régions. La probabilité pour un jet de former un GSF est basse et engendre donc une chute de l'efficacité mesurée. De même, un GSF issu d'un jet a peu de chance de passer les coupures HEEP. On remarque que si dans les premières collections, les jets sont nombreux, la contribution du processus  $t\bar{t}$  dans le bruit de fond augmente fortement dans les paires où le probe est un HEEP. Ceci est logique : il s'agit du seul bruit de fond pour lequel deux vrais électrons isolés sont produits. L'efficacité HLT n'est pas affectée par le bruit de fond. L'échantillon des Probes (électrons GSF passant les coupures HEEP) est en effet très pur.

Processus	Bouchons			
	Tag + SC	Tag + GSF	Tag + HEEP	Tag + HLT
Drell-Yan M>20	1785	1669	1546	1531
QCD di jet 1	539	90	0	0
QCD di jet 2	555	42	2	2
Photon + Jet Pt>15	268	38	3	0
$t\bar{t}$	20	3	2	2
W+ Jet	250	32	3	3
QCD jet +b,c 1	40	6	0	0
QCD jet+b,c 2	33	5	0	0
	Eff GSF	Eff HEEP	Eff HLT	
Drell-Yan	93,5 %	92,7 %	99,0 %	
Drell-Yan + BG	54,0 %	82,6%	98,8 %	

TABLE 5.6 – Nombre de paires Tag et Probe (où le Probe est dans un des Bouchons) pour le Drell-Yan et chacun des bruits de fond. Les chiffres correspondent à une luminosité de  $10 \text{ pb}^{-1}$ . La seconde partie du tableau donne les efficacités pour le Drell-Yan seul et pour le Drell-Yan mélangé aux bruits de fond.

La contamination ne serait pas gênante si les sections efficaces des bruits de fond étaient mesurées avec précision. Il suffirait alors de retrancher un nombre de superclusters et de GSF correspondant à la contribution du bruit de fond. Malheureusement, certains processus, comme les événements di-jets, sont mal connus et imposent une grande prudence sur la valeur de leur section efficace à laquelle il n'est pas rare d'attribuer une incertitude de 50%. Idéalement, les critères de sélection des Tags et des Probes devraient être optimisés pour réduire la contamination du bruit de fond, et les erreurs systématiques dues à l'estimation de celui-ci, tout en gardant un maximum de signal afin de maintenir l'erreur statistique sur l'efficacité aussi basse que possible. Nous avons donc étudié plusieurs coupures supplémentaires à appliquer sur le Tag ou sur la paire.

### 5.3.2 Coupures contre les bruits de fond

Des coupures permettent de diminuer l'effet des bruits de fond sur les mesures d'efficacité. Elles peuvent être de deux types : coupure sur le Tag ou sur l'événement. L'objectif principal est de diminuer le bruit de fond là où il est le plus important, c'est-à-dire pour la mesure de  $\epsilon_{GSF}$ . Les résultats suivants sont donc essentiellement présentés pour le cas d'un supercluster comme Probe.

## Masse invariante de la paire

La coupure la plus immédiate est celle sur la masse invariante de la paire. En se restreignant à une fenêtre autour du pic du Z, on diminue sensiblement la contribution du bruit de fond en valeur relative, comme le montre la figure 5.6.

## Rapport E/P

Une autre coupure concerne le rapport entre l'énergie mesurée par le calorimètre électromagnétique et l'impulsion mesurée par le trajectographe. Elle est appliquée sur le Tag. Dans le cas des vrais électrons (Drell-Yan,  $t\bar{t}$  et W + jet) le rapport attendu est proche de 1, compte tenu des erreurs de mesure. Dans le cas où l'électron reconstruit est en réalité un jet, on s'attend par contre à un rapport supérieur à 1 : l'énergie totale du jet, mesurée dans le calorimètre électromagnétique est supérieure à l'impulsion de la particule chargée qui fournit la trace GSF. La figure 5.7 montre les distributions de la variable E/P du Tag pour le signal et les bruits de fonds. On vérifie que le rapport E/P est effectivement proche de 1 pour les processus où le Tag est un véritable électron.

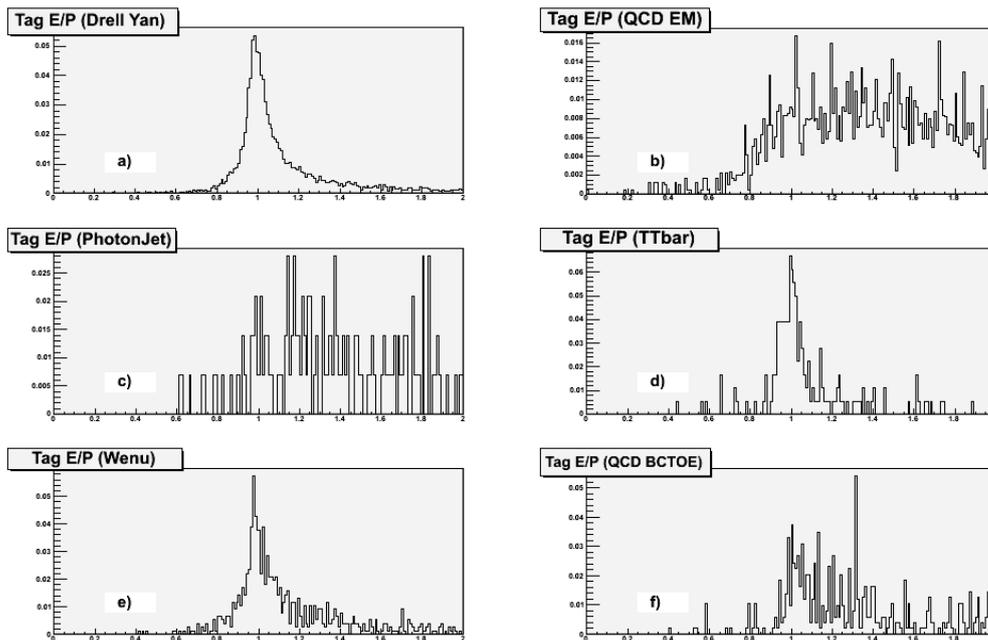


FIGURE 5.7 – Distribution de E/P des Tag pour a) le signal et plusieurs bruits de fond : b) QCD di-jet, c) Photon + jet, d)  $t\bar{t}$ , e) W + jet, f) jet + b,c. Les distributions sont normalisées à l'unité.

Notre choix s'est porté sur une coupure à  $E/P < 1.5$ .

## Rapport des Pt du Tag et du Probe

Une troisième coupure étudiée est le rapport des impulsions transverses des particules. La variable utilisée est définie comme :

$$\alpha \equiv \frac{P_{tTag} - P_{tProbe}}{P_{tTag} + P_{tProbe}}$$

La figure 5.8 montre la distribution de cette variable. Pour les événements de Drell-Yan, les impulsions transverses sont en général proches et une distribution symétrique en  $\alpha$  est observée. Pour les bruits de fond, la distribution est asymétrique : les Tags possèdent en moyenne davantage d'impulsion transverse que les Probes. La coupure finalement choisie est  $|\alpha| < 0,2$ .

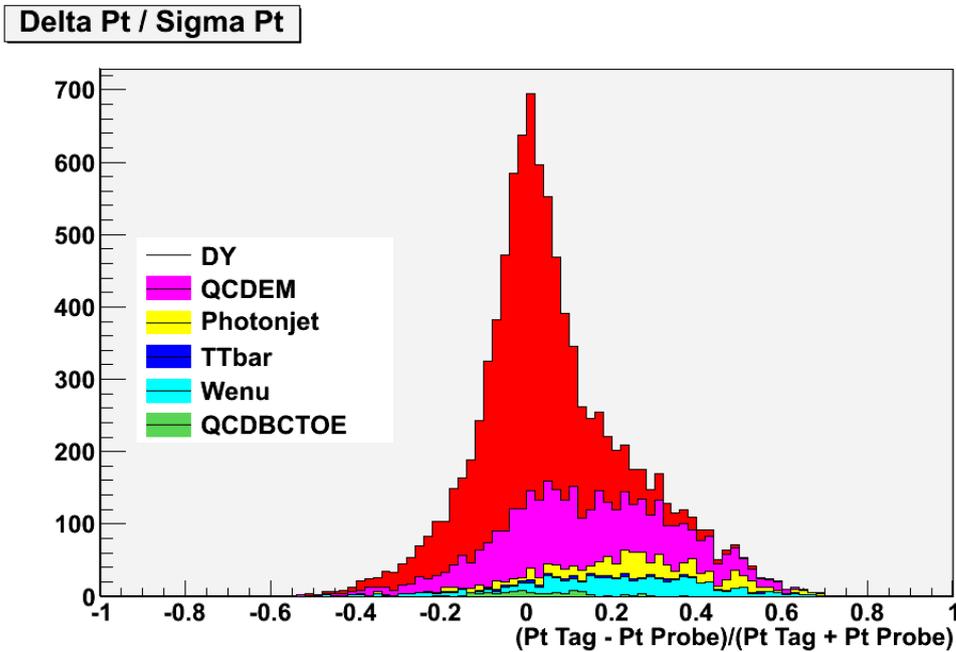


FIGURE 5.8 – Distribution de la variable  $\alpha$ , définie comme la différence entre le Pt du Tag et du Probe divisée par leur somme, pour les événements Drell-Yan et les différents bruits de fond. Les événements sont pondérés de sorte à représenter une luminosité intégrée de  $10 \text{ pb}^{-1}$ .

## Energie transverse manquante

Afin de rejeter les bruits de fond  $W+\text{jet}$  et  $t\bar{t}$ , la distribution en énergie transverse manquante a été étudiée. En effet, ces deux catégories d'événements créent des  $W$  réels qui peuvent se désintégrer en neutrino et électron. Les deux leptons sont produits avec une grande impulsion transverse. Le neutrino n'étant

pas détecté, une caractéristique typique de ces événements est un bilan non nul en impulsion transverse mesurée dans le détecteur. Ceci est confirmé par la figure 5.9. Ici, nous avons opté pour une coupure à 30 GeV en énergie transverse manquante.

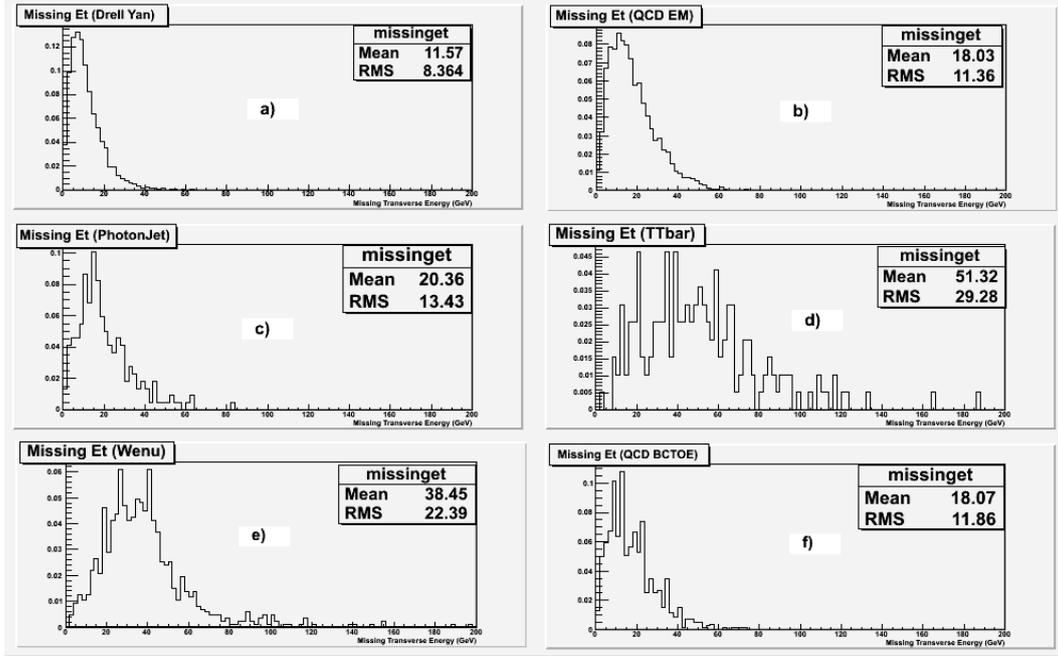


FIGURE 5.9 – Energie transverse manquante (MET)(GeV) pour a) le signal et plusieurs bruits de fond : b) QCD di-jet, c) Photon + jet, d)  $t\bar{t}$ , e) W + jet, f) jet + b,c. Les distributions sont normalisées à l'unité.

## Différence angulaire

La dernière coupure envisagée est une coupure sur la différence d'angle entre le Tag et le Probe dans le plan transverse. Pour le Drell-Yan, étant donné la faible impulsion transverse du Z en général, les deux électrons sont émis dos à dos dans le plan transverse. Nous avons constaté, comme l'illustre la figure 5.10, que les bruits de fond partageaient cependant cette caractéristique. En effet, à l'exception des bruits de fond dans lesquels un neutrino est produit, le bilan en énergie transverse est nul. Aucune coupure sur cette variable n'a dès lors été appliquée.

L'efficacité de chacune des coupures est présentée dans le tableau 5.7 pour des Probe superclusters. Les nombres d'événements considérés y sont également donnés, ainsi que les nombres d'événements correspondant à une luminosité intégrée de  $10 \text{ pb}^{-1}$ . On constate que la coupure en masse invariante coupe bien l'ensemble des bruits de fond. Le coupure E/P réduit fortement les bruits de fond

Tag and Probe Delta Phi (Probe : SC)

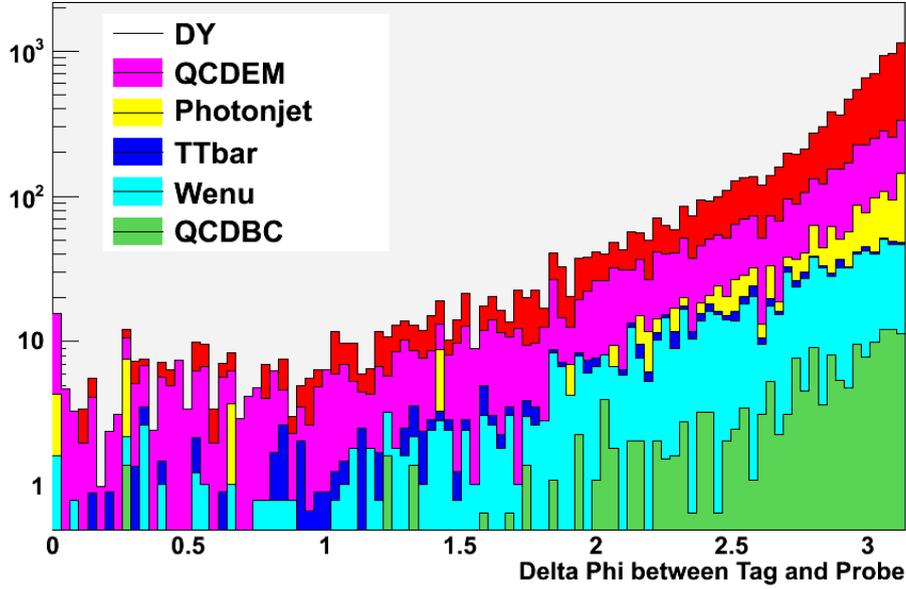


FIGURE 5.10 –  $\Delta\phi$  entre le Tag et le Probe (pour un Probe supercluster), pour a) le signal et plusieurs bruits de fond : b) QCD di-jet, c) Photon + jet, d)  $t\bar{t}$ , e) W + jet, f) jet + b,c. Les événements sont pondérés de sorte à représenter une luminosité intégrée de  $10 \text{ pb}^{-1}$ .

	Masse invariante	E/P	$\alpha$	MET	TOTAL	$10\text{pb}^{-1}$
Drell-Yan	91%	84%	87%	98%	65%(5319/8129)	3854
QCD di-jets 1	19%	25%	76%	94%	4%(39/1006)	48
QCD di-jets 2	12%	23%	44%	85%	2%(50/2745)	25
QCD jet + b,c 1	25%	35%	87%	89%	9%(7/75)	8
QCD jet + b,c 2	21%	50%	55%	74%	10%(30/297)	7
Photon+jet	30%	46%	42%	87%	4%(8/220)	22
W+jet	15%	80%	52%	35%	2%(18/871)	15
$t\bar{t}$	15%	89%	50%	21%	2%(4/195)	2

TABLE 5.7 – Efficacité de sélection des événements après application des différentes coupures étudiées pour le signal et les différents bruits de fond. Pour les événements QCD di-jets et jet + b,c, les échantillons étaient scindés en deux : échantillon avec  $30 < \hat{P}_t < 80$  (1) et  $80 < \hat{P}_t < 170$  (2). La dernière colonne correspond au nombre d'événements attendus après coupures pour une luminosité intégrée de  $10 \text{ pb}^{-1}$ .

QCD mais n'a pratiquement aucun effet sur les bruits de fond W+jet et  $t\bar{t}$ . La cou-

pure sur le MET, au contraire élimine bien ces deux bruits de fond mais n'a que peu d'effet sur les événements QCD. L'ensemble des coupures réduit le bruit de fond à quelques pourcents comme le montrent les tableaux 5.8 et 5.9. Ceux-ci donnent, séparément pour le Tonneau et les Bouchons, le nombre de paires Tag et Probe de chaque processus après coupures. Plus aucun bruit de fond n'est présent dans les paires Tag + HEEP et Tag + HLT. Quelques rares événements de bruit de fond contaminent les paires Tag + GSF mais cette contribution est inférieure au pourcent. Pour les efficacités HEEP et HLT, les coupures ont donc atteint leur objectif. Pour l'efficacité GSF, en revanche, la contamination du bruit de fond entraîne encore un léger biais. Nous discutons les biais dans la section suivante.

Processus	Tonneau			
	Tag + SC	Tag + GSF	Tag + HEEP	Tag + HLT
Drell-Yan M>20	2791	2747	2584	2561
QCD di jet 1	28	6	0	0
QCD di jet 2	15	1	0	0
Photon + Jet Pt>15	11	0	0	0
$t\bar{t}$	2	0	0	0
W+ Jet	9	1	0	0
QCD jet +b,c 1	2	1	0	0
QCD jet+b,c 2	4	0	0	0
	Eff GSF	Eff HEEP	Eff HLT	
Drell-Yan	98,4 %	94,1 %	99,1 %	
Drell-Yan + BG	96,3 %	93,7%	99,1 %	

TABLE 5.8 – Nombre de paires Tag et Probe (où le Probe est dans le Tonneau) pour le Drell-Yan et chacun des bruits de fond après application des coupures. Les chiffres correspondent à une luminosité de  $10 \text{ pb}^{-1}$ . La seconde partie du tableau donne les efficacités pour le Drell-Yan seul et pour le Drell-Yan mélangé aux bruits de fond.

### 5.3.3 Biais dus aux bruits de fond restants et aux coupures

Les bruits de fond restant dans l'échantillon et l'application des coupures elle-même sont deux facteurs pouvant biaiser la mesure de l'efficacité.

Certaines coupures peuvent induire une surestimation de l'efficacité due à la sélection des événements. L'estimation du biais est donnée par :

$$\Delta\epsilon = \epsilon_{DY,no\ cut} - \epsilon_{DY,cut}$$

Processus	Bouchons			
	Tag + SC	Tag + GSF	Tag + HEEP	Tag + HLT
Drell-Yan M>20	1064	1015	948	938
QCD di jet 1	20	2	0	0
QCD di jet 2	10	0	0	0
Photon + Jet Pt>15	11	5	0	0
$t\bar{t}$	0	0	0	0
W+ Jet	6	2	0	0
QCD jet +b,c 1	6	0	0	0
QCD jet+b,c 2	2	0	0	0
	Eff GSF	Eff HEEP	Eff HLT	
Drell-Yan	95,4 %	93,4 %	98,9 %	
Drell-Yan + BG	91,7 %	92,5%	98,9 %	

TABLE 5.9 – Nombre de paires Tag et Probe (où le Probe est dans un des Bouchons) pour le Drell-Yan et chacun des bruits de fond après application des coupures. Les chiffres correspondent à une luminosité de  $10 \text{ pb}^{-1}$ . La seconde partie du tableau donne les efficacités pour le Drell-Yan seul et pour le Drell-Yan mélangé aux bruits de fond.

où  $\epsilon_{DY,no\ cut}$ ,  $\epsilon_{DY,cut}$  désignent respectivement les efficacités calculées sur toutes les paires Tag-Probe ou uniquement sur celles passant les coupures pour l'échantillon Drell-Yan. Les résultats pour les trois efficacités sont indiqués dans le tableau 5.10.

	$\epsilon_{GSF}$	$\epsilon_{HEEP}$	$\epsilon_{HLT}$
$\epsilon_{DY,no\ cut}$	97, 22%(7903/8129)	93, 42%(7383/7903)	99, 09%(7316/7383)
$\epsilon_{DY,cut}$	97, 61%(5192/5319)	93, 88%(4874/5192)	99, 06%(4828/4874)
$\epsilon_{DY,rejected}$	96, 48%(2711/2810)	92, 55%(2509/2711)	99, 16%(2488/2509)
$\Delta\epsilon$	$-0, 39 \pm 0, 14\%$	$-0, 46 \pm 0, 21\%$	$0, 03 \pm 0, 08\%$

TABLE 5.10 – Mesure de  $\epsilon_{GSF}$ ,  $\epsilon_{HEEP}$ ,  $\epsilon_{HLT}$  pour l'ensemble des paires (première ligne), les paires passant les coupures (seconde ligne) et les paires ne passant pas les coupures (troisième ligne). La quatrième ligne indique le biais engendré par les coupures ainsi que l'erreur sur celui-ci.

L'erreur sur  $\Delta\epsilon$  doit tenir compte que les événements du second échantillon font partie du premier. Pour le cas de l'efficacité GSF, on définit :

- $N_{SC,C}$  : Nombre de paires passant les coupures, où le probe est un supercluster.
- $N_{SC,NC}$  : Nombre de paires ne passant pas les coupures, où le probe est un supercluster.
- $N_{GSF,C}$  : Nombre de paires passant les coupures, où le probe est un GSF.
- $N_{GSF,NC}$  : Nombre de paires ne passant pas les coupures, où le probe est un GSF.

$\Delta\epsilon$  s'exprime alors comme :

$$\Delta\epsilon = \frac{1}{(N_{SC,C} + N_{SC,NC})} \left( N_{GSF,NC} - N_{GSF,C} \frac{N_{SC,NC}}{N_{SC,C}} \right)$$

L'erreur sur cette valeur,  $\delta(\Delta\epsilon)$ , peut se calculer en considérant des erreurs binomiales sur  $N_{GSF,C}$  et  $N_{GSF,NC}$  où les probabilités sont  $N_{GSF,C}/N_{SC,C}$  et  $N_{GSF,NC}/N_{SC,NC}$ . La différence de l'ordre du pourcent entre ces deux probabilités permet de négliger les erreurs provenant de la fluctuation de  $N_{SC,C}$  (ou  $N_{SC,NC}$ , la somme des deux étant fixée).

Le tableau 5.10 révèle qu'un faible biais est présent pour les efficacités GSF et HEEP. Ce biais est du même ordre de grandeur que l'erreur statistique sur l'efficacité pour une luminosité intégrée de  $10 \text{ pb}^{-1}$ .

Le biais lié aux bruits de fond restants après application des coupures est la différence entre l'efficacité mesurée par Tag and Probe sur l'échantillon des événements Drell-Yan seulement et l'efficacité mesurée sur l'échantillon comprenant le Drell-Yan et les bruits de fond. Les nombres de paires dues au Drell-Yan et aux bruits de fonds sont indiqués dans le tableau 5.11, pour chacune des quatre collections, pour une luminosité de  $10 \text{ pb}^{-1}$ . Les efficacités mesurées par la méthode Tag and Probe sur les événements Drell-Yan seuls et sur les événements Drell-Yan et les bruits de fond restant après coupures sont également indiquées. Si l'on affecte le bruit de fond d'une erreur de 50% afin de refléter notre méconnaissance des sections efficaces de la plupart des processus de bruit de fond, le biais dû aux bruits de fond restants après coupures vaut  $2,6\% \pm 1,3\%$  pour l'efficacité GSF et  $0,5\% \pm 0,3\%$  pour l'efficacité HEEP. L'efficacité HLT n'est pas affectée par le bruit de fond.

## 5.4 Résumé

Le tableau 5.12 résume les efficacités obtenues par la méthode Tag and Probe et les biais sur celles-ci. A l'exception du biais dû au bruit de fond pour l'efficacité GSF (2,6 %), les biais sont faibles, de l'ordre de l'erreur statistique pour

	$N_{SC}$	$N_{GSF}$	$N_{HEEP}$	$N_{HLT}$
Drell-Yan	3855	3762	3532	3499
Bruits de fond	125	19	0	0
	Eff GSF	Eff HEEP	Eff HLT	
Drell-Yan	97,6 %	93,9 %	99,1%	
Drell-Yan + BG	95,0%	93,4%	99,1%	

TABLE 5.11 – Nombre de paires issues du bruit de fond et du Drell-Yan après coupures et efficacités obtenues par la méthode Tag and Probe appliquée uniquement sur les événements Drell-Yan et appliquée sur les événements Drell-Yan et le bruit de fond.

	$\epsilon_{GSF}$	$\epsilon_{HEEP}$	$\epsilon_{HLT}$
Mesure	95,0%	93,4 %	99,1 %
Biais BG	- 2,6%	-0,5%	0,0%
Biais coupures	0,3 %	0,5%	0,0%
Mesure corrigée	97,3%	93,4%	99,1%

TABLE 5.12 – Efficacités mesurées par la méthode Tag and Probe sur un échantillon comprenant signal et bruits de fond, après l’application des coupures discutées à la section 5.3.2. Les biais dus aux bruits de fond et à l’introduction des coupures sont indiqués.

une luminosité intégrée de  $10 \text{ pb}^{-1}$ . Ils sont de plus absents pour l’efficacité HLT et se compensent pour l’efficacité HEEP. L’instauration des coupures a permis, moyennant l’introduction d’un faible biais, de réduire grandement la contribution du bruit de fond : avant coupures, l’efficacité GSF était estimée à 67 % dans le Tonneau et 54 % dans les Bouchons, après coupures ces valeurs sont respectivement de 96,3 % et 91,7 %. Nous avons donc montré que la méthode Tag and Probe peut être appliquée avec l’utilisation de coupures appropriées.



# Chapitre 6

## Mesure de la section efficace du pic de Z

L'objectif de ce chapitre est d'appliquer la méthode développée au chapitre précédent à la mesure de la section efficace de production du boson Z au LHC. Comme nous nous intéressons uniquement au canal diélectron, la grandeur que nous allons mesurer est le produit de la section efficace par le taux de branchement du canal diélectron. Afin d'évaluer la possibilité d'appliquer la méthode dès l'arrivée des premières données du LHC, nous avons simulé une pseudo-expérience à une faible luminosité intégrée :  $1 \text{ pb}^{-1}$ .

La pseudoexpérience a été générée à partir des mêmes échantillons que ceux utilisés au chapitre précédent. Nous tenons donc seulement compte de l'ordre le plus bas et devons donc comparer notre section efficace mesurée à la section efficace théorique au premier ordre. Pour chaque processus, les événements retenus dans la pseudo-expérience ont été choisis aléatoirement de sorte à représenter une luminosité de  $1 \text{ pb}^{-1}$ .

La section efficace se mesure de la façon suivante :

$$\sigma = \frac{N - N_{BG}}{A\epsilon_{GSF}^2\epsilon_{HEEP}^2(1 - (1 - \epsilon_{HLT})^2)\mathcal{L}}$$

où  $N$  est le nombre d'événements sélectionnés avec les critères HEEP (voir section 4.3),  $N_{BG}$  le nombre d'événements sélectionnés provenant du bruit de fond et estimé à partir de simulations par Monte Carlo,  $A$  l'acceptance du détecteur,  $\epsilon_{GSF}$ ,  $\epsilon_{HEEP}$ ,  $\epsilon_{HLT}$  sont les efficacités définies précédemment et  $\mathcal{L}$  est la luminosité intégrée. Rappelons qu'il suffit que l'un des deux électrons passe le HLT pour que l'événement soit enregistré.

## 6.1 Sélection des événements

Les événements sélectionnés pour la mesure de section efficace doivent comporter deux candidats électrons passant les critères HEEP et dont les superclusters ont une énergie transverse supérieure à 30 GeV. Le nombre total d'événements observés dans la pseudo-expérience est de 290. La distribution de la masse invariante de ces événements est indiquée sur la figure 6.1. La mesure de la section efficace sera effectuée en se restreignant aux paires d'électrons dont la masse invariante est comprise entre 60 et 120 GeV. Cet intervalle de masse comprend 287 événements. Avec cette sélection, au pic du Z, la contribution du bruit de fond est très faible. La figure 5.6 permet de se convaincre de ce fait. Pour une luminosité de  $1 \text{ pb}^{-1}$ , on estime le bruit de fond compatible avec zéro.

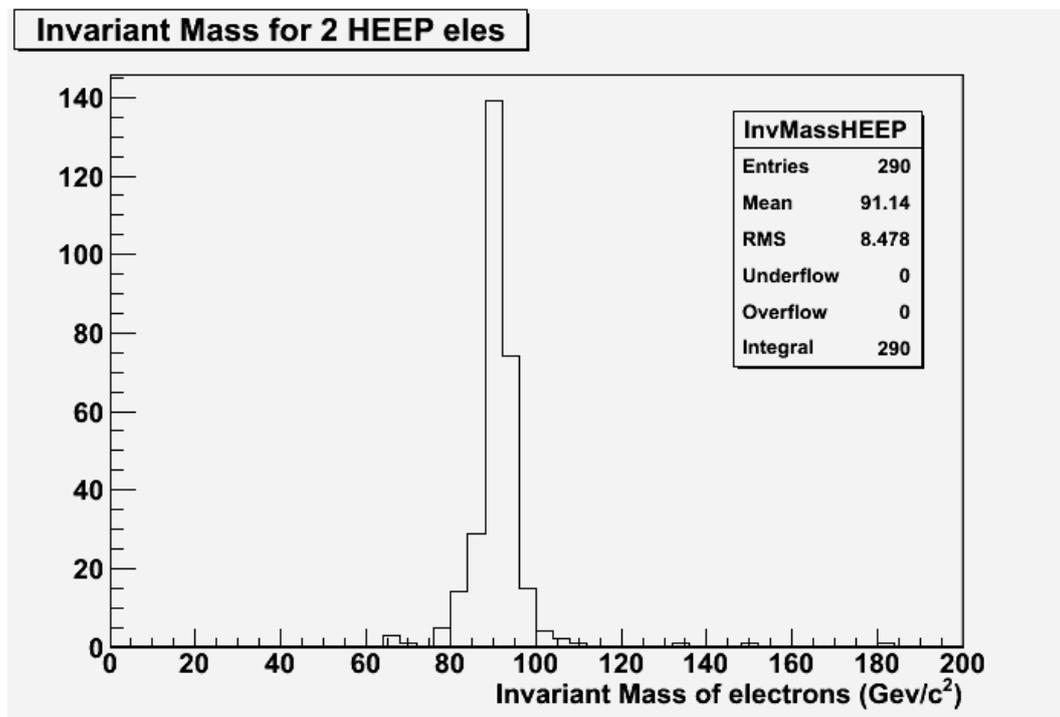


FIGURE 6.1 – Masse invariante des paires HEEP pour une pseudoexpérience de luminosité intégrée  $1 \text{ pb}^{-1}$ .

## 6.2 Acceptance et efficacités

Nous allons mesurer la section efficace du processus de Drell-Yan pour des masses du boson intermédiaire supérieures à 40 GeV. Etant donné notre sélection d'événements, l'acceptance doit être définie comme la probabilité qu'un événement Drell-Yan ( $M > 40 \text{ GeV}$ ) engendre deux superclusters situés dans la région

$|\eta| < 1,442$  ou  $1,560 < |\eta| < 2,5$ , possédant une énergie transverse supérieure à 30 GeV et dont la masse invariante est comprise entre 60 et 120 GeV. L'acceptance ne peut qu'être estimée par simulations Monte Carlo. Pour cela, nous avons donc produit 5000 événements Drell-Yan et compté la fraction d'événements dans l'acceptance. Le résultat de l'estimation de l'acceptance est de  $28,1\% \pm 0,6\%$ .

Les efficacités mesurées par la méthode Tag and Probe à partir de la pseudo-expérience ainsi que le nombre de paires Tag et Probe sont données dans le tableau 6.1. Les efficacités corrigées pour les biais sont également indiquées. Les erreurs mentionnées dans le tableau correspondent aux erreurs statistiques. Notons que ces erreurs sont du même ordre de grandeur que l'incertitude systématique sur les efficacités dues à la présence des bruits de fond (cf 5.3.3).

	$\epsilon_{GSF}$	$\epsilon_{HEEP}$	$\epsilon_{HLT}$
Eff. brute	$95,8\% \pm 1,0\% (415/433)$	$94,4\% \pm 1,1\% (392/415)$	$99,0\% \pm 0,5\% (388/392)$
Eff. corrigée	$98,1\% \pm 1,0\%$	$94,4\% \pm 1,1\%$	$99,0\% \pm 0,5\%$

TABLE 6.1 – Efficacité mesurée par Tag and Probe pour une pseudo expérience correspondant à une luminosité de  $1 \text{ pb}^{-1}$ . La deuxième ligne présente les efficacités corrigées des biais précédemment discutés à la section 5.3.3.

### 6.3 Mesure de la section efficace

Les valeurs de l'ensemble des données nécessaires au calcul de la section efficace ainsi que la valeur de celle-ci sont reprises dans le tableau récapitulatif 6.2. La section efficace mesurée avec la pseudo-expérience est de 1191 pb. L'erreur statistique sur cette mesure provient essentiellement de quatre termes : l'erreur sur le nombre d'événements ( $\sqrt{280}$ ), l'erreur sur l'acceptance et les erreurs sur les efficacités GSF et HEEP. L'erreur engendrée par l'incertitude sur l'efficacité HLT est négligeable. Une propagation classique des erreurs donne :

$$\delta\sigma = \frac{\delta N}{N}\sigma \oplus \frac{\delta A}{A}\sigma \oplus \frac{2\delta\epsilon_{GSF}}{\epsilon_{GSF}}\sigma \oplus \frac{2\delta\epsilon_{HEEP}}{\epsilon_{HEEP}}\sigma$$

où  $\oplus$  indique une somme quadratique. L'erreur statistique totale ainsi calculée est de 83 pb, ce qui donne un résultat compatible avec la section efficace théorique au premier ordre qui vaut 1230 pb.

$N$	$287 \pm 17$
$N_{BG}$	0
$\epsilon_{GSF}$	$98,1\% \pm 1,0\%$
$\epsilon_{HEEP}$	$94,4\% \pm 1,1\%$
$\epsilon_{HLT}$	$99,0\% \pm 0,5\%$
$A$	$28,1\% \pm 0,6\%$
$\mathcal{L}$	$1pb^{-1}$
$\sigma \times BR(pp \rightarrow \gamma/Z \rightarrow e^+e^-)$	$1191pb \pm 83pb$
$\sigma_{th}(LO)$	$1230pb$

TABLE 6.2 – Mesure de la section efficace pour une pseudo-expérience correspondant à une luminosité de  $1 pb^{-1}$ . Les différents paramètres décrits aux précédentes sections sont indiqués. Les deux dernières lignes comparent la section efficace mesurée à la section efficace au premier ordre du processus de Drell-Yan.

# Chapitre 7

## Conclusions et perspectives

Ce travail s'inscrit dans la recherche de bosons neutres de haute masse se désintégrant en paires d'électrons avec le détecteur CMS au LHC. Ces bosons neutres, prédits par les modèles de Grande Unification et les modèles à dimensions spatiales supplémentaires pourraient être observés par CMS dès les premières années de fonctionnement du LHC. Leur existence se manifesterait par l'apparition, dans le spectre de masse invariante des paires d'électrons issus du processus de Drell-Yan, d'un pic de résonance à haute masse. Il sera donc essentiel de démontrer la très bonne compréhension de la réponse du détecteur, en particulier à haute masse invariante. Un des éléments clés pour y parvenir est la mesure des efficacités de sélection des événements directement à partir des données, pour réduire la dépendance vis-à-vis des simulations par Monte Carlo.

Dans ce travail, nous avons étudié sur base de simulations par Monte Carlo la possibilité d'utiliser la méthode dite "Tag and Probe" pour mesurer les efficacités des différentes étapes de reconstruction d'électrons à partir des données. Le principe de la méthode consiste à imposer à l'un des électrons, le Tag, d'être bien reconstruit, afin de s'assurer que la paire est bien une paire d'électrons, et à mesurer l'efficacité du critère considéré sur le second électron, le Probe. Afin de pouvoir appliquer la méthode au plus tôt sur les données, nous nous sommes concentrés sur la fenêtre de masse invariante correspondant au pic du boson Z.

Dans un premier temps, la méthode a été appliquée à des événements simulés du processus de Drell-Yan. La présence de Probes provenant de jets de recul a été mise en évidence, engendrant un biais dans la mesure de l'efficacité. Une fois ceci pris en compte, nous avons obtenu des résultats d'efficacité par Tag and Probe compatibles avec ceux obtenus à partir de l'information complète de la simulation Monte Carlo. Nous avons également discuté le cas où plus d'un Probe est présent dans l'événement ce qui semble induire un biais et nous a conduit à ne pas utiliser ces événements. Enfin, nous avons calculé séparément les effica-

cités pour des électrons ou des positrons et vérifié qu'il n'était pas nécessaire de dissocier les deux échantillons.

Nous avons ensuite traité la contamination du signal par la présence de bruits de fond comportant soit des électrons réels, soit d'autres particules reconstruites erronément comme électrons. La présence de ces bruits de fond engendre une baisse importante des efficacités mesurées. L'instauration de coupures supplémentaires sur les électrons a été étudiée, afin de réduire au maximum le bruit de fond tout en conservant autant d'événements du signal que possible. Les coupures ont été dictées par les différentes topologies des bruits de fond.

Des coupures sur le rapport  $E/P$  du Tag, l'énergie transverse manquante de l'événement, la masse invariante de la paire, et le rapport des impulsions transverses du Tag et du Probe ont été appliquées. Pour la première étape de reconstruction, le bruit de fond ne peut être totalement réduit, et nous avons quantifié le biais qu'il introduit. Nous avons également étudié les biais provoqués par les coupures elles-mêmes. Ceux-ci se sont révélés faibles, de l'ordre de l'erreur statistique attendue pour une luminosité intégrée de  $10 \text{ pb}^{-1}$ .

Pour valider la méthode, nous l'avons appliquée à une pseudo-expérience correspondant à une luminosité intégrée de  $1 \text{ pb}^{-1}$  qui sera atteinte au LHC durant l'été 2010, et déduit une mesure de la section efficace du processus de Drell-Yan en concordance avec le résultat attendu.

La prochaine étape sera donc d'appliquer la méthode aux premières données de CMS et de l'adapter pour mesurer les efficacités de sélection au delà du pic du Z dès que la statistique le permettra. Elle sera alors appliquée à la recherche de bosons neutres de haute masse.

# Bibliographie

- [1] F. Halzen, A. D. Martin, *Quarks and Leptons : An Introductory Course in Modern Particle Physics*, Wiley International Editions ISBN 0-471-88741-2
- [2] S. Weinberg, *A Model of Leptons*, Phys. Rev. Lett. 19, 1264–1266 (1967)
- [3] R. Brout, F. Englert, *Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons*, Phys. Rev. Lett. 13, 321–323 (1964)
- [4] P. Higgs, *Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons*, Phys. Rev. Lett. 13, 508–509 (1964)
- [5] H. Georgi, S.L. Glashow, *Unity of All Elementary-Particle Forces* , Phys. Rev. Lett. 32, 438-441 (1974)
- [6] J. L. Lewett, T. G. Rizzo, *Low-energy phenomenology of superstring-inspired E(6) models*, Phys. Rept. 183, 193-381
- [7] L. Randall, R. Sundrum, *A large Mass Hierarchy from a small Extra Dimension*, Phys. Rev. Lett. 83 (1999) 3370
- [8] C. Amsler et al. (Particle Data Group), *Physics Letters B*667, 1 (2008) and 2009 partial update for the 2010 edition
- [9] The D0 Collaboration, *Search for high-mass narrow resonances in the di-electron channel at D0*, D0 Note 5923-CONF (2009)
- [10] T. Aaltonen et al. CDF Collaboration, *Search for High-Mass  $e^+e^-$  Resonances in  $p\bar{p}$  Collisions at  $\sqrt{s}=1.96$  TeV* , Phys. Rev. Lett. 102, 059901 (2009).
- [11] B. Clerbaux and L. Neukermans, *Kaluza-Klein Excitations of Gauge Bosons in CMS*, CMS IN 2004/056
- [12] Durham University, <http://durpdg.dur.ac.uk/hepdata/pdf3.html>
- [13] S.D. Drell and T.-M. Yan, *Massive lepton pair production in hadron-hadron collisions at high-energies*, Phys. Rev. Lett. 25, 316–320 (1970)
- [14] R. Gelhaus, *Measurement of the Drell-Yan Differential Cross Section and Forward-Backward Asymmetry in  $p\bar{p} \rightarrow e^+e^-$  Events using the D0 Detector*, <http://cdsweb.cern.ch/record/945918/files/cer-002612884.pdf>
- [15] O. Charaf et al., *Search for high mass resonances decaying into an electron pair in CMS at 10 TeV with 100 pb<sup>-1</sup>*, CMS AN-2009/097

- [16] The ALEPH, CDF, D0, DELPHI, L3, OPAL, SLD Collaborations, the LEP Electroweak Working Group, the Tevatron Electroweak Working Group, the SLD electroweak and heavy flavour groups, *Precision Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model*, [http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG/stanmod/summer2009/s09\\_ew.pdf](http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG/stanmod/summer2009/s09_ew.pdf)
- [17] The D0 Collaboration, The CDF Collaboration, *The Tevatron Combination of Tevatron searches for the standard model Higgs boson in the W+W- decay mode*, Phys. Rev. Lett. 104, 061802 (2010)
- [18] Ed. Bruning and others, LHC Design Report, Vol. I : The LHC main ring
- [19] <http://www.fnal.gov/pub/now/tevlum.html>
- [20] ATLAS Technical Design Report, <http://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/TDR/access.html>
- [21] CMS Technical Design Report, <http://cmsdoc.cern.ch/cms/cpt/tdr/>
- [22] LHCb Technical Design Report, <http://lhcb.web.cern.ch/lhcb/tdr/TDR.htm>
- [23] ALICE Technical Design Report, <http://aliceinfo.cern.ch/Collaboration/Documents/TDR/index.html>
- [24] W. Adam et al., *Electron Reconstruction at Low  $p_T$* , CMS AN-2009/074
- [25] Version actuelle des coupures HEEP : <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMS/HEEPElectronID>
- [26] G. Daskalakis et al., *Measuring Efficiencies with Early Data*, CMS AN-2007/019
- [27] Description des fichiers de l'exercice d'octobre : <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMS/HEEPOctExe>
- [28] S. Baffioni et al., *Electron Identification in CMS*, CMS AN-2009/178